

1968

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CLERMONT-FERRAND

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

JEAN FAÏN

ATTACHE DE RECHERCHE AU C.N.R.S.

PREMIÈRE THÈSE

EMISSION DE NOYAUX D'HELIUM 3 OU 4 D'ENERGIE ELEVEE
DANS LES INTERACTIONS INDUITES PAR DES PROTONS DE 570 MEV

SECONDE THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 4 MARS 1968, devant la Commission d'Examen

Président : M.L. LEPRINCE-RINGUET

EXAMINATEURS M.L. AVAN
Mme M. AVAN
M.J. COMBE
M.D. ISABELLE
invité M.M. LEFORT

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CLERMONT-FERRAND

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

JEAN FAÏN

ATTACHE DE RECHERCHE AU C.N.R.S.

PREMIÈRE THÈSE

EMISSION DE NOYAUX D'HELIUM 3 OU 4 D'ENERGIE ELEVEE
DANS LES INTERACTIONS INDUITES PAR DES PROTONS DE 570 MEV

SECONDE THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 4 MARS 1968 , devant la Commission d'Examen

Président : M.L. LEPRINCE-RINGUET

EXAMINATEURS M.L. AVAN
Mme M. AVAN
M.J. COMBE
M.D. ISABELLE
invité M.M. LEFORT

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CLERMONT-FERRAND

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

PAR

JEAN FAIVRE

ATTACHÉ DE RECHERCHE AU C.N.R.S.

PRÉSENTÉE

EMISSIION DE NOUVEAUX D'ORDRE : 85
DANS LES INTERACTIONS INDUCES PAR DES PROTONS DE 210 MEV



PRÉSENTÉE

Proposée et soutenue par le Faculté

Présentée et soutenue par le Faculté

Présentée et soutenue par le Faculté

Présentée et soutenue par le Faculté
Présentée et soutenue par le Faculté
Présentée et soutenue par le Faculté
Présentée et soutenue par le Faculté
Présentée et soutenue par le Faculté

Doyen : M. SAUREL Jean
1er Assesseur : M. KOHLMULLER Robert
2ème Assesseur : M. RAOULT Gaston

Professeurs

M. RAMBAUD René	Chimie	T
M. BLANC Eugène	Mécanique Rationnelle	T
M. ROQUES Maurice	Géologie	T
M. LAPADU-HARGUES Pierre	Minéralogie	T
M. TRUFFAULT Robert	Chimie organique	T
M. LUTZ Hubert	Biologie animale	T
M. RAOULT Gaston	Physique	T
M. CHAMPAGNAT Paul	Physiologie Végétale	T
M. DUPLESSIS-KERGOMARD Alain	Chimie	TP
M. AVAN Louis	Physique expérimentale	T
M. PARIAUD Jean-Charles	Chimie Physique	T
Mme HENNEQUIN Françoise	Mathématiques	T
Mlle BERTHET Ginette	Physique	TP
M. LOISEAU	Botanique	T
M. COMBE René	Physique	TP
M. de PUYTORAC Pierre	Zoologie	T
Mme AVAN Madeleine	Physique	TP
Mlle DONDON Marie-Louise	Chimie physique	TP
M. DELOST Paul	Physiologie animale	TP
M. SAUREL Jean	Physique	TP
M. VIALARD André	Chimie	TP
M. KOHLMULLER Robert	Chimie Minérale	T
M. GUILLAUME Marcel	Algèbre	T
M. COMBE Jean	Physique générale	T
M. HENNEQUIN Paul-Louis	Mathématiques appliquées	T
M. L'HERITIER	Génétique	T

Professeurs sans Chaire

M. PETERLONGO Jean-Marc	Géologie
M. BAILLAUD Lucien	Botanique
M. VESSIERE Roger	Chimie
M. BATHIER Marcel	Physique
Mlle DUCHER Suzanne	Chimie
M. FALGAS Maurice	Mathématiques
M. ROCHE Jean-Etienne	Physique
M. MARTINET Pierre	Chimie
M. MAISONNEUVE Jacques	Géologie
M. CAPESTAN Michel	Chimie
M. LENOIR Marcel	Mathématiques
M. THOMAS Jean	Physique

MAITRES de Conférence

M. BERNARD Maurice	Physique
M. JOYON Louis	Zoologie
M. ISABELLE Didier	Physique
M. CAUBERE Paul	Chimie
M. SOULAGE René	Géophysique Générale
M. DUFAURE Jean-Paul	Biologie animale
M. COURDUROUX Jean-Claude	Zoologie
M. ARIBAUD François	Mathématiques

Chargés d'enseignement

M. CHADEYRAS Marcel	Mathématiques
M. BADRIKIAN Albert	Mathématiques
Mme BESSERRE Anne-Marie	Mathématiques
M. BOILLAT Guy	Mathématiques
M. LE THANH Phong	Mathématiques
M. JEAN Claude	Physiologie animale

Attachée Principale

Mme CHOPART Marie-Louise

A mes parents

Je remercie Monsieur LEPRINCE-RINGUET, Professeur à l'Ecole Polytechnique et au Collège de France, de l'honneur qu'il me fait aujourd'hui en acceptant la présidence du Jury de Thèse.

Monsieur le Professeur AVAN et Madame le Professeur AVAN m'ont accueilli au Laboratoire de Physique Nucléaire ; ils m'ont dirigé et encouragé tout au long de ce travail. Je les prie de trouver ici l'expression de ma profonde et sincère reconnaissance.

Je remercie,

Monsieur le Professeur LEFORT, pour les précieux conseils qu'il m'a donnés, et pour avoir bien voulu accepter de faire partie de ce Jury ;

Monsieur le Professeur COMBE, pour m'avoir proposé mon second sujet de thèse, et pour les fructueuses discussions que nous avons pu avoir ensemble ;

Monsieur ISABELLE, Maître de Conférences, pour ses critiques et ses conseils concernant la rédaction ;

Monsieur le Professeur CHASTEL, qui a bien voulu accepter d'être mon parrain de Recherches depuis mon entrée au Centre National de la Recherche Scientifique ;

Monsieur le Directeur Général du Centre National de la Recherche Scientifique, pour l'allocation d'études et l'aide efficace qui m'ont permis d'effectuer mon travail de recherche dans de bonnes conditions ;

Monsieur CORDAILLAT, Ingénieur au Centre Européen de Recherches Nucléaires, dont l'aide m'a été précieuse lors des irradiations au CERN.

Enfin, tous mes camarades du Laboratoire pour leur soutien et leur travail d'équipe, particulièrement : M. et Mme JOUSSET, Melle PEYRODE, MM. BROCC, SCHAUMBURG, TAMAIN, VIALLEFONT, pour la tâche souvent pénible et fastidieuse qu'ils ont accomplie lors des mesures au microscope ; ARNOLD, FLEURY, qui ont mené à bien les développements photographiques ; MONTRET, pour le dessin des figures de cet ouvrage ; Mlles GAYAUD et GUITTARD qui en ont assuré la dactylographie et le tirage.

Que tous reçoivent ici le témoignage de ma profonde gratitude.

INTRODUCTION	1
PREMIERE PARTIE	4
DEUXIEME PARTIE	32
TROISIEME PARTIE	68
CONCLUSION	85

I N T R O D U C T I O N

INTRODUCTION

Dans les produits des interactions hadron-noyau à plus de 100 MeV d'énergie incidente, la présence de noyaux légers de haute énergie est connu depuis longtemps. Ces nuclides (principalement ^2H , ^3H , ^3He , ^4He) sont caractérisés par une énergie cinétique bien supérieure à leur énergie de liaison propre. Leur présence ne peut être expliquée par la théorie de l'évaporation nucléaire.

Les premières observations furent faites vers 1950 (1-4) à partir du rayonnement cosmique, alors seule source de particules très énergiques. D'autres suivirent, menées à l'aide d'accélérateurs (5 - 10). Vers 1958, les grands accélérateurs furent mis en service. Les expérimentateurs trouvèrent une proportion relativement importante de noyaux légers parmi les secondaires de haute, (plusieurs centaines de MeV) et même très haute énergie (supérieure au GeV) des interactions nucléaires (11 - 24, 54).

Parmi ces résultats expérimentaux, les plus nombreux et les plus précis concernent les deutérons. Les résultats relatifs aux tritons sont moins abondants. Quant aux isotopes 3 et 4 de l'hélium, leur étude a été faite surtout à l'aide d'émulsions nucléaires, et leur séparation est impossible par cette technique.

Plusieurs modèles théoriques ont été proposés, pour rendre compte de ces émissions : en particulier, groupement de nucléons pendant la traversée du noyau ("pick-up"), éjection de "sous-structures" pré-formées par choc direct, ou encore réabsorption de mésons π par ces mêmes sous-structures.

Les comparaisons "théorie-expérience" n'ont été faites que dans deux domaines : ou bien noyaux légers éjectés d'énergie relativement basse (inférieure à 50 MeV) ; ou bien particules incidentes de haute énergie (plusieurs GeV). Les résultats concernant les noyaux d'hélium

sont fragmentaires.

Il est pourtant intéressant de savoir si l'émission, apparemment paradoxale, de telles particules s'explique à partir des hypothèses actuellement admises sur les interactions nucléaires à haute énergie.

D'autre part, la connaissance des mécanismes d'éjection pourrait servir à calculer les rapports $^3\text{He}/^4\text{He}$ théoriques, et aider à résoudre des problèmes de détection en astrophysique.

Nous avons donc tenté de fournir des résultats expérimentaux sur l'éjection d'hélium de haute énergie par des protons ayant une énergie incidente de quelques centaines de MeV, domaine où très peu de mesures ont été faites, et nous avons comparé ces résultats aux prévisions de divers modèles théoriques.

Les particules incidentes utilisées étaient des protons d'énergie voisine de 600 MeV et nous nous sommes fixés une coupure à 50 MeV pour l'énergie des hélium émis. Cette valeur de la coupure était nécessaire pour avoir une bonne séparation des particules de charges 1 et 2 ; elle permettait d'éliminer sûrement les hélium provenant de l'évaporation nucléaire, mais écartait aussi, probablement, beaucoup d'hélium d'interaction directe.

L'émission d'un hélium d'énergie supérieure à 50 MeV mettra donc en jeu au moins 10 % de l'énergie totale. L'incidence sur l'ensemble de l'interaction en sera donc plus grande qu'à plusieurs GeV, où seulement 1 % eut été mis en jeu. Nous nous trouvons ainsi dans un domaine expérimental où l'émulsion nucléaire est une technique avantageuse ; elle donne une image globale de l'événement (tout au moins en ce qui concerne les secondaires chargés) contrairement aux compteurs ; elle a l'avantage sur les chambres à bulles à liquides lourds, de permettre des mesures sur des particules de faible parcours, donc de faible énergie. En contrepartie, des mesures précises en énergie sont souvent impossibles, ainsi que la séparation directe des isotopes 3 et 4.

Notre travail s'intègre dans le cadre des études réalisées au Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté de Clermont, en collaboration avec le CERN ; l'équipement du Laboratoire dans le domaine des

émulsions nucléaires et la facilité d'emploi de ces émulsions ont été également des raisons très importantes du choix de cette technique expérimentale.

Nous avons donc procédé à une irradiation d'émulsions aux protons de 570 MeV du Synchro-cyclotron du CERN. Une expérience de mise au point avait été faite avant vers 500 MeV.(128)

Nous avons adopté les divisions suivantes dans notre travail :

Dans la première partie, nous indiquons les hypothèses de départ généralement utilisées dans les interactions proton-noyau au-dessus de 50 MeV : Gaz de FERMI, Cascade et évaporation nucléaire. Ensuite nous développons les mécanismes d'éjection de ^2H , ^3H , ^3He , ^4He actuellement proposés, en particulier ceux de "pick-up" et d'éjection de sous-structures.

La deuxième partie concerne les procédés et les résultats expérimentaux. Nous avons recherché dans les émulsions nucléaires les événements comportant l'émission d'un hélion de haute énergie, de façon à avoir un échantillon d'environ 800 événements. Un autre échantillon de même importance, mais formé d'interaction sans hélions de plus de 50 MeV a été également constitué, afin de comparer les caractéristiques des événements dans les deux cas.

Dans la troisième partie, nous développons les calculs théoriques, menés à partir des hypothèses du "pick-up" et de l'éjection de sous-structures ; ces calculs sont faits d'après la méthode dite de "Monte-Carlo"

Enfin dans la quatrième partie, nous concluons en comparant les résultats expérimentaux et ceux obtenus d'après les calculs de la troisième partie.

PREMIERE PARTIE

PREMIERE PARTIE

Pour l'étude théorique des interactions proton-noyau, il faut partir d'un modèle nucléaire. Parmi tous ceux qui sont proposés, celui du "gaz de FERMI", à cause de sa simplicité, est le plus employé à haute énergie incidente. Les phénomènes dus à la structure fine sont alors masqués, ce qui rend inutile l'emploi d'une représentation nucléaire plus élaborée (modèle en couches, etc...)

Nous présentons donc d'abord le modèle du Gaz de FERMI. Indiquons que les grandeurs nucléaires qui nous seront le plus nécessaire par la suite sont la profondeur du puits de potentiel et l'énergie cinétique des nucléons à l'intérieur de celui-ci.

A partir du modèle du "Gaz de FERMI" un mécanisme en deux étapes (interaction directe et évaporation) a été proposé par SERBER et GOLDBERGER pour décrire les interactions proton-noyau à haute énergie. Les prévisions de ce mécanisme sont en bon accord avec l'expérience, sauf en ce qui concerne l'émission anisotrope de fragments **nucléaires** dont l'énergie peut être supérieure à 50 MeV. Des hypothèses supplémentaires doivent donc être faites "pick-up", éjection de sous-structures par les nucléons de cascade, capture de mésons π par ces mêmes sous-structures. Ces mécanismes seront développés dans les chapitres II et III.

PREMIERE PARTIE

MECANISMES D'EJECTION

Chapitre I

Généralités sur les interactions nucléaires à haute énergie . .	p. 6
§ 1 Modèle de FERMI	p. 6
§ 2 Modèle de SERBER et GOLDBERGER	p. 7
§ 3 Accord avec l'expérience	p. 8

Chapitre II

Modèles dits de "pick-up"	p. 11
§ 1 "pick-up" direct	p. 12
§ 2 "pick-up" indirect.	p. 16
§ 3 Groupements entre nucléons de cascade	p. 17
§ 4 Conclusions.	p. 25

Chapitre III

Ejection de sous-structures.	p. 28
--------------------------------------	-------

Chapitre I

GENERALITES SUR LES INTERACTIONS NUCLEAIRES A HAUTE ENERGIE

§ 1. Modèle du gaz de FERMI

Dans ce modèle nucléaire, l'on considère les nucléons comme enfermés dans un certain volume correspondant aux dimensions du noyau. Les interactions nucléon-nucléon sont négligées.

Le modèle du Gaz de FERMI n'est applicable qu'aux noyaux lourds et moyens, dont le nombre de constituants rend possible un traitement statistique. L'effet des forces d'attraction nucléon-nucléon qui assurent la cohésion de l'ensemble, est rendu globalement par un puits de potentiel nucléaire. Chaque niveau d'énergie occupe une cellule d'extension en phase h^3 dans l'hyper-espace quantité de mouvement-coordonnées. Le nombre total de niveaux est donc :

$$g = \frac{4}{3} \pi V \frac{p_M^3}{h^3}$$

p_M , quantité de mouvement maximale, et V , volume nucléaire, déterminent l'espace de phase.

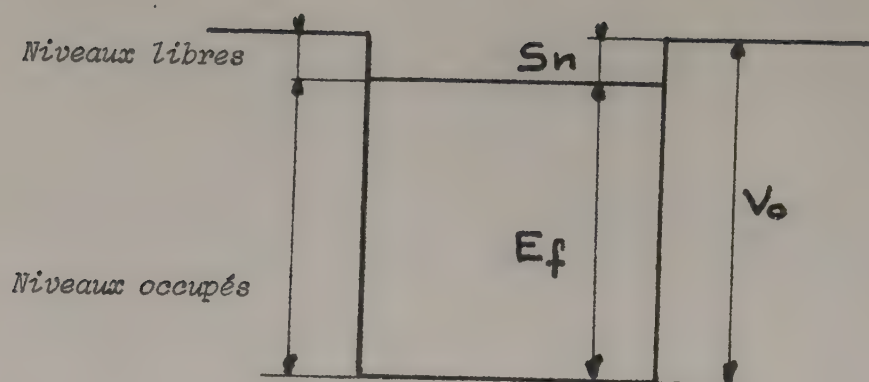
Dans l'état fondamental le noyau est assimilé à un gaz de FERMI complètement dégénéré (zéro absolu). Tous les niveaux inférieurs à celui dit "de FERMI" sont pleins ; les niveaux supérieurs sont vides. A raison de deux fermions par niveau, l'énergie cinétique correspondant au plus haut de ces niveaux (dite "énergie de FERMI") peut être évaluée :

$$E_f = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3N}{2\pi V} \right)^{2/3}$$

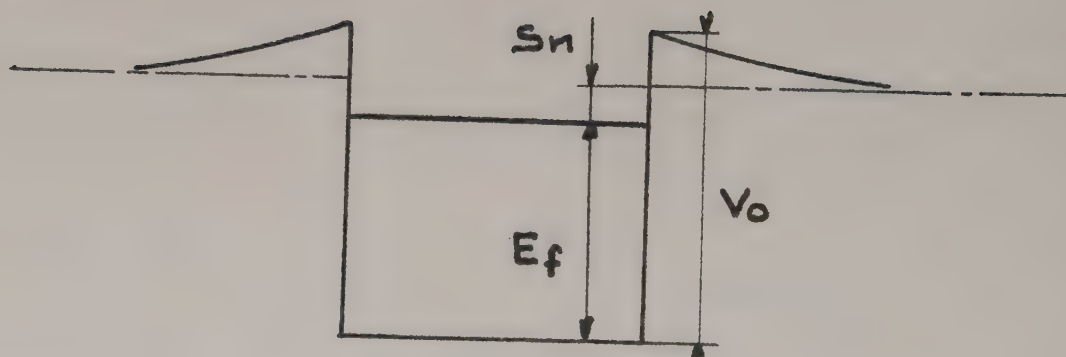
m , masse et N , nombre de la particule considérée. Il y a naturellement deux niveaux de FERMI, correspondant respectivement aux protons et aux neutrons.

Dans un état excité, les états d'énergie ne sont pas tous dégénérés. Le nombre moyen de nucléons par niveau est alors donné par la statistique de FERMI-DIRAC. La température n'est plus nulle.

Pour les protons, la répulsion électrostatique crée autour du



Neutron



Proton

Fig. 1
Modèle de Fermi
Puits de potentiel

noyau une barrière de potentiel. La figure 1 montre schématiquement la situation des niveaux d'énergie pour un noyau non excité.

La profondeur V_0 du puits est la même pour le proton et le neutron du fait de l'indépendance de charge des forces nucléaires. L'état le plus lié du proton l'est donc moins que celui du neutron, à cause du potentiel coulombien.

Voici quelques ordres de grandeur couramment admis pour des noyaux de masse voisine de 100 U.m.a.

- Profondeur du puits de potentiel : 30-40 MeV
- Energies de FERMI : 20-30 MeV. Les nucléons ont donc à l'intérieur du noyau une énergie cinétique comprise entre zéro et ces valeurs.
- S_n est l'énergie de séparation du nucléon le moins lié. L'énergie de liaison moyenne B est d'environ 8 MeV, pour le proton comme pour le neutron.

§ 2. Mécanisme d'interaction de SERBER et GOLDBERGER

Pour expliquer les réactions nucléaires de spallation à haute énergie (supérieure à 100 MeV) un mécanisme en deux étapes a été proposé par SERBER (25) et développé par GOLDBERGER (26) à partir du modèle nucléaire du gaz de FERMI.

a) 1ère étape : La particule incidente pénètre dans le noyau et, au bout d'un certain parcours, interagit avec un nucléon. En effet, sa longueur d'onde de De BROGLIE est petite devant les dimensions nucléaires ; on écarte donc les interactions simultanées avec plusieurs nucléons ; c'est l'approximation de l'impulsion.

Si l'énergie mise en jeu est suffisante, le choc peut être inélastique (création de particules, mésons π en particulier). Les particules secondaires donnent à leur tour des collisions semblables à la première. Il y a développement d'une cascade nucléaire, plus ou moins importante. Sa durée est de l'ordre de grandeur du temps de traversée du noyau à la vitesse de la lumière ($\sim 10^{-23}$ s)

A l'issue de cette cascade, les particules qui atteignent la périphérie du noyau s'en échappent, si leur énergie cinétique leur permet la sortie du puits de potentiel. Elles constituent la partie la plus éner-

gique des secondaires, et sont composées de corpuscules élémentaires : protons, neutrons, mésons... Leur distribution angulaire est fortement dirigée vers l'avant.

b) 2ème étape : Les particules de la cascade qui n'ont pu quitter le noyau résiduel contribuent à l'excitation de celui-ci. L'énergie d'excitation se répartit statistiquement entre les nucléons : la température nucléaire, au zéro absolu avant l'événement, augmente. Au bout d'un temps long par rapport à la durée de la cascade (10^{-18} à 10^{-15} s), le noyau revient à un état fondamental en émettant des particules, nucléons ou noyaux légers, telles que les particules α . L'étude théorique de cette phase, dite d'"évaporation", commencée par WEISSKOPF (27) a été développée par LE COUTEUR (28, 29), HAGEDORN et MACKE (30).

Les particules d'évaporation ont une énergie de l'ordre de grandeur des énergies de liaison entre nucléons dans le noyau. Leur distribution angulaire est isotrope dans le système du centre de masse.

Expérimentalement, il est souvent difficile de séparer les secondaires provenant de l'évaporation, des particules les moins énergiques de la cascade. En première approximation il peut être admis que toutes les particules émises au-dessus de 30 MeV viennent de la cascade. La théorie de l'évaporation prévoit en effet fort peu de particules ayant une énergie supérieure à cette valeur.

§ 3. Accord avec l'expérience

Le calcul analytique d'une cascade intranucléaire serait extrêmement complexe, et demanderait en particulier des intégrations numériques sur un nombre considérable de variables. Aussi emploie-t-on certaines méthodes de simulation, dites "Méthodes de Monte-Carlo". L'emplacement dans le noyau, et les paramètres de chaque collision sont tirés au hasard en tenant compte des sections efficaces et des distributions élémentaires qui sont connues. Une reconstitution de la cascade est ainsi réalisée, pour un événement ; on recommence autant de fois que nécessaire pour avoir une statistique suffisante.

Des calculs de Monte-Carlo ont été effectués par de nombreux auteurs, aussi bien pour l'étude de la cascade (31,38) que pour celle de l'évaporation (39,40). Ceux de METROPOLIS et Coll. (35) sont particulièrement intéressants pour nous, les calculs étant faits pour des énergies incidentes proches de la notre.

Le puits de potentiel carré généralement utilisé correspond à la distribution suivante de la matière nucléaire : densité constante à l'intérieur d'un certain rayon, nulle au-delà. Les expériences de diffusion électron-noyau (41) ont montré que, au contraire cette distribution présentait un dégradé, sans discontinuité brutale. Certains auteurs (37, 38) ont cherché à tenir compte de cela, en choisissant des potentiels ayant la même forme que ces distributions de densité nucléaire.

Les réflexions et réfractions possibles sur les bords du puits de potentiel ont été aussi prises en considération, mais il ne semble pas que cela améliore beaucoup les résultats (38).

Les distributions des particules secondaires en angles, en énergie, en nombre de branches, obtenues d'après le mécanisme de SERBER et GOLDBERGER sont dans l'ensemble en bon accord avec l'expérience, compte tenu de la simplicité du modèle nucléaire employé, tout au moins pour des énergies incidentes comprises entre 100 MeV et quelques dizaines de GeV (50, 53).

Il y a cependant un fait qui n'est pas explicable directement par ce mécanisme : l'éjection de fragments nucléaires légers, dans l'hémisphère "avant" par rapport à la direction de la particule incidente. Ceci n'est pas compatible avec la théorie de l'évaporation, qui prévoit une distribution isotrope dans le système d'axes liés au noyau résiduel. Certes, on peut attribuer à celui-ci une certaine vitesse, mais elle est insuffisante pour expliquer entièrement l'anisotropie constatée (Voir Appendice A). D'ailleurs une proportion notable de ces particules dépasse largement les énergies permises par l'évaporation. Nous ne nous occupons pas ici de l'éjection de fragments dits "lourds" ($Z \gg 3$) dont le mécanisme est encore très mal connu, mais seulement de ceux de charge 1 et 2.

Pour expliquer cette émission préférentielle vers l'avant, deux types de processus ont été envisagés, tous deux se déroulant durant la

cascade intranucléaire :

1° - Les mécanismes du type "pick-up". Au cours de la cascade, deux ou plusieurs nucléons, assez rapprochés en quantité de mouvement, s'agglomèrent pour former un fragment léger ;

2° - Les mécanismes d'éjection de sous-structures. On suppose l'existence dans le noyau de groupement préformés qui peuvent être projetés au-dehors par choc direct avec les particules provenant de la cascade.

On peut encore envisager la création de fragments ^3He possédant une grande énergie comme conséquence de la réabsorption par une sous-structure d'un méson π créé au cours de la cascade.

Certains auteurs ont parlé de forces nucléaires à long rayon d'action, mais cette hypothèse est en contradiction avec ce que l'on sait des interactions fortes.

Chapitre II

MODELES DITS DE "PICK-UP"

Nous indiquons ici les mécanismes de "pick-up" proposés par les théoriciens. Le plus simple s'applique aux réactions du type $X(n, d)X'$ ou $X(p, d)X'$; c'est le "pick-up direct" : du fait de son mouvement propre, un nucléon du noyau cible se trouve avoir une quantité de mouvement voisine de celle du nucléon incident, et forme avec lui un deutéron qui emporte la majeure partie de l'énergie incidente.

La production de deutons, d'après ce modèle, est limitée à un cône étroit dans la direction de la particule incidente, et décroît très fortement pour des énergies croissantes du deuton.

Ces prédictions n'étant pas vérifiées par l'expérience, au-dessus de 60 MeV d'énergie incidente, le "pick-up indirect" a été proposé : le mécanisme est fondamentalement le même, mais c'est un nucléon de la cascade qui joue le rôle précédemment imparti au nucléon incident. La distribution angulaire et en énergie des deutons s'explique ainsi très bien.

Cependant, la présence de ^2H , ^3H , ^3He , ... possédant des énergies de plusieurs centaines de MeV a été constatée, en proportion notable parmi les secondaires des interactions de très haute énergie (500 MeV - 25 GeV). Cela ne peut être expliqué par les modèles précédents, l'écart entre les quantités de mouvement des nucléons de cascade et de ceux du noyau étant trop considérable. Par contre, le nombre de nucléons de cascade augmente et deux, ou plusieurs, d'entre eux peuvent très bien se trouver assez rapprochés pour former un état lié (noyau léger). On a ainsi le groupement "en vol" de plusieurs nucléons.

Naturellement, d'après ces modèles, les taux de production sont d'autant plus importants que les noyaux éjectés comportent peu de nucléons. Ainsi, la probabilité d'éjection de ^3H et ^3He sera beaucoup plus faible que celle de ^2H , et au contraire beaucoup plus forte que celle de ^4He .

Nous terminerons ce chapitre en décrivant le modèle que nous emploierons pour nos calculs de "pick-up", modèle sommaire mais qui a l'avantage d'être une synthèse des précédents.

§ 1. "Pick-up" direct

a) Traitement de CHEW et GOLDBERGER

Ce traitement théorique [42] s'applique au cas le plus simple, celui du deutéron. C'est le calcul de la section efficace d'arrachement d'un proton du noyau par un neutron de 90 MeV d'énergie incidente.

D'après la première approximation de BORN (non relativiste), la section efficace différentielle σ_f d'émission d'un deutéron pour un état final f , et dans l'angle solide $d\Omega$, est :

$$\sigma_f d\Omega = \frac{3}{4} \frac{m^2}{2\pi^2 K^4} \frac{K}{k} |H_f|^2 d\Omega \quad (1)$$

m est la masse du nucléon, k et K les nombres d'onde respectifs du neutron et du deutéron sortant. La section efficace totale nécessitera la sommation sur tous les états finaux possibles.

Le facteur $3/4$ représente la probabilité d'avoir les spins des deux nucléons dans l'état singlet caractéristique du deutéron. Enfin, H_f est l'élément de la matrice de transition ; l'état initial est décrit par la fonction d'onde

$$\psi_i e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}_n}$$

ou ψ_i est la fonction d'onde du noyau, et l'exponentielle celle du neutron incident (onde plane), d'une part ; et d'autre part l'état final décrit par ψ_f et par la fonction d'onde du deutéron :

$$\phi(\vec{r}_n - \vec{r}_p) e^{i\vec{k}(\vec{r}_n + \vec{r}_p)/2}$$

$\phi(\vec{r}_n - \vec{r}_p)$ concerne le mouvement relatif des deux nucléons ; $\vec{r}_n$ et $\vec{r}_p$ sont leurs vecteurs positions. Si leur potentiel d'interaction est $V(\vec{r}_n, \vec{r}_p)$

nous aurons

$$H_f = \int e^{-i\vec{k} \cdot (\vec{r}_n + \vec{r}_p)/2} \bar{\psi}_f V(\vec{r}_n, \vec{r}_p) \bar{\phi}(\vec{r}_n - \vec{r}_p) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}_n} \psi_i d\vec{r}_n d\vec{r}_p d\vec{R}$$

$\vec{R}$ représente tous les nucléons autres que le proton arraché.

C'est le potentiel V qui joue le rôle de perturbation. Le problème est traité au premier ordre seulement. La notation $\bar{\psi}$ indique le complexe conjugué de ψ .

La valeur de K est obtenue en tenant compte de la conservation de l'énergie :

$$\frac{\hbar^2 K^2}{4m} - B_D = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - B_{if}$$

ou B_D est l'énergie de liaison du deutéron, et B_{if} l'énergie qui correspond à la différence entre les états initial et final du noyau. Le problème se ramène donc au calcul de H_f et à la connaissance de B_{if} .

En faisant le changement de variable

$$\vec{r} = \vec{r}_n - \vec{r}_p$$

H_f peut s'écrire

$$H_f = \left[\int e^{-i(\vec{K}-\vec{k}) \cdot \vec{r}_p} \bar{\psi}_f \psi_i d\vec{r}_p d\vec{R} \right] \cdot \left[\bar{\phi}(\vec{r}) V(r) e^{i(\vec{K}-\vec{k}/2) \cdot \vec{r}} d\vec{r} \right] \quad (3)$$

L'équation (2) nous montre que $\vec{K}$ ne dépend que faiblement de l'état final, par l'intermédiaire de B_{if} , l'énergie incidente étant grande ; on prend une valeur moyenne pour B_{if} , et l'intégration sur les états finaux est à effectuer simplement sur le premier facteur de l'équation (3)

$$\sum_f \left| \int e^{-i(\vec{K}-\vec{k}) \cdot \vec{r}_p} \bar{\psi}_f \bar{\psi}_i d\vec{r}_p d\vec{R} \right|^2 =$$

$$\sum_f \left[\int \bar{\psi}_f(\vec{R}) d\vec{R} \int \psi_f(\vec{R}') d\vec{R}' \int e^{-i(\vec{K}-\vec{k}) \cdot \vec{r}_p} \psi_i(\vec{R}, \vec{r}_p) d\vec{r}_p \int e^{i(\vec{K}-\vec{k}) \cdot \vec{r}_p} \bar{\psi}_i(\vec{R}', \vec{r}_p) d\vec{r}_p \right]$$

Compte tenu de la propriété de "fermeture" des fonctions d'onde :

$$\sum_f \psi_f(\vec{R}) \bar{\psi}_f(\vec{R}') = \delta(\vec{R} - \vec{R}')$$

on obtient

$$\sum_f \left| \int e^{-i(\vec{K}-\vec{k}) \cdot \vec{r}_p} \bar{\psi}_f \bar{\psi}_1 d\vec{r}_p d\vec{R} \right| = \int d\vec{R} \left| \int e^{-i(\vec{K}-\vec{k}) \cdot \vec{r}_p} \psi_1(\vec{R}, \vec{r}_p) d\vec{r}_p \right|^2$$

$$= N(\vec{K} - \vec{k}) \quad (4)$$

$N(\vec{K} - \vec{k})$ étant la probabilité de trouver un proton avec le nombre d'onde $\vec{K} - \vec{k}$ dans le noyau initial.

Pour le deuxième facteur de (3), on tient compte de ce que le potentiel $V(r)$ et la fonction d'onde $\phi(\vec{r})$ sont liés par l'équation de SCHRODINGER :

$$V(r) \phi(\vec{r}) = \left(\frac{\hbar^2}{m} \Delta r - B_D \right) \phi(\vec{r})$$

Δ_r étant l'opérateur laplacien, agissant sur $\vec{r}$. D'où

$$\int \bar{\phi}(\vec{r}) V(r) e^{i(\vec{K}-\vec{k}/2) \cdot \vec{r}} d\vec{r} = \int \left(\frac{\hbar^2}{m} \Delta r - B_D \right) \bar{\phi}(\vec{r}) e^{i(\vec{K}-\vec{k}/2) \cdot \vec{r}} d\vec{r}$$

En utilisant une transformation mathématique (43), nous ramenons le second membre à :

$$- \left[B_D + \frac{\hbar^2}{m} (\vec{K} - \vec{k}/2)^2 \right] \int \bar{\phi}(\vec{r}) e^{i(\vec{K}-\vec{k}/2) \cdot \vec{r}} d\vec{r}$$

La section efficace différentielle de production d'un deutéron de nombre d'onde $\vec{K}$ est

$$\sigma d\Omega = \frac{3}{4} \frac{m}{2\pi^2 \hbar^2} \frac{K}{k} N(\vec{K}-\vec{k}) \left[B_D + \frac{\hbar^2}{m} (\vec{K}-\vec{k}/2)^2 \right] \left| \int \bar{\phi}(\vec{r}) e^{i(\vec{K}-\vec{k}/2) \cdot \vec{r}} d\vec{r} \right|^2 d\Omega \quad (5)$$

Le potentiel d'interaction n'intervient plus explicitement. Il n'agit qu'à travers la fonction d'onde interne du deutéron, $\phi(\vec{r})$, qui est relativement bien connue. Le noyau cible n'intervient que par le choix de la distribution $N(\vec{K}-\vec{k})$ des quantités de mouvement des nucléons.

Il est à noter qu'une réaction du type



est impossible cinématiquement ; la présence d'un deuxième corps dans l'état final est nécessaire pour assumer la conservation de la quantité de mouvement. Dans les calculs de CHEW et GOLDBERGER, c'est donc le noyau résiduel tout entier qui joue ce rôle.

b) Modèle de HEIDMANN

Les calculs de HEIDMANN (44) (et aussi ceux de BRANSDEN(49)) sont menés de façon analogue aux précédents. Mais un modèle nucléaire est adopté, celui du gaz de FERMI. L'auteur considère l'interaction du neutron incident avec une paire de nucléons (quasi-deutéron). L'un de ces nucléons est enlevé et contribue à la formation du deutéron ; la présence de l'autre permet de conserver la quantité de mouvement. La plus grande partie du noyau n'intervient donc pas, et la différence B_{if} entre les états d'énergie initial et final non plus. Mais les calculs conduisent à des intégrations numériques complexes, contrairement à ceux de CHEW et GOLDBERGER. La section efficace de production varie à peu près comme la puissance - 6 de l'énergie incidente.

c) Discussion

Dans les deux cas, les résultats se ressemblent. En particulier, la quantité de mouvement transverse du deutéron ne peut guère être supérieure à la valeur maximale de celle d'un nucléon dans le noyau. L'émission est donc limitée, d'après ce type de calculs, à un cône dans la direction avant, d'autant plus étroit que l'énergie incidente E_0 est plus grande. Ceci est en contradiction avec l'expérience (45), des deutérons étant présents aux grands angles, sans pouvoir pour autant être attribués à l'évaporation. Mais plus près de la direction incidente, l'accord est meilleur. Sachant que E_0 est grand devant les énergies nucléaires, il est facile de prévoir la forme des spectres en énergie : "pic" légèrement décalé par les énergies de liaison par rapport à E_0 .

Les sections efficaces sont très surestimées ; mais il n'est pas tenu compte de tous les facteurs destructifs possibles, tels que la réabsorption du deutéron dans le noyau. D'autre part, l'approximation de BORN, qui est ici à la limite de sa validité, à cause des faibles énergies relatives, tend à majorer les résultats. Ceci ne remet donc pas en cause le mécanisme.

Le travail de HEIDMANN concerne les noyaux lourds, puisqu'il repose sur le modèle de FERMI. Celui de CHEW et GOLDBERGER est plus général, mais s'adresse quand même particulièrement aux noyaux légers, les grandeurs expérimentales nécessaires aux calculs étant plus facilement accessibles,

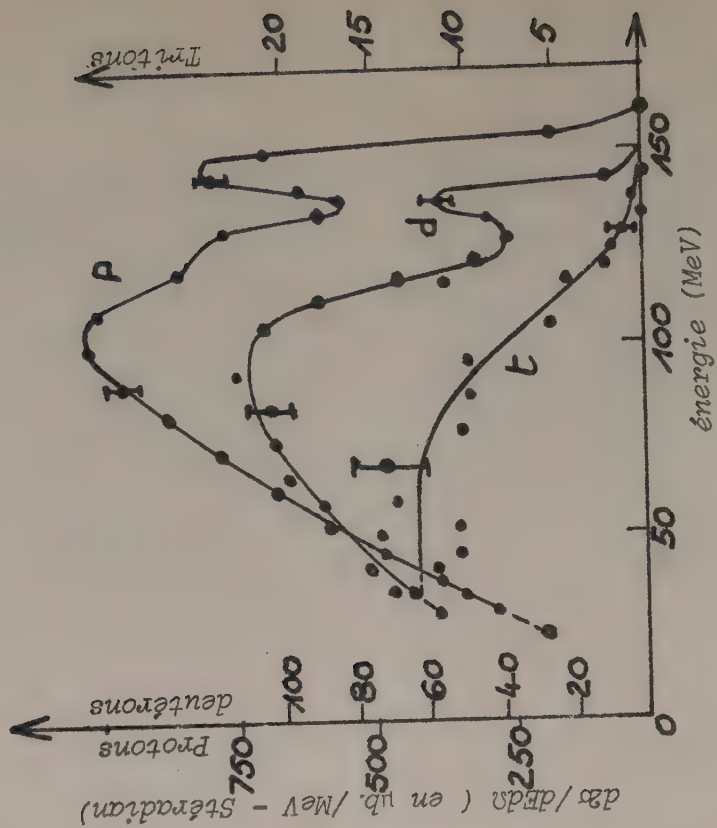
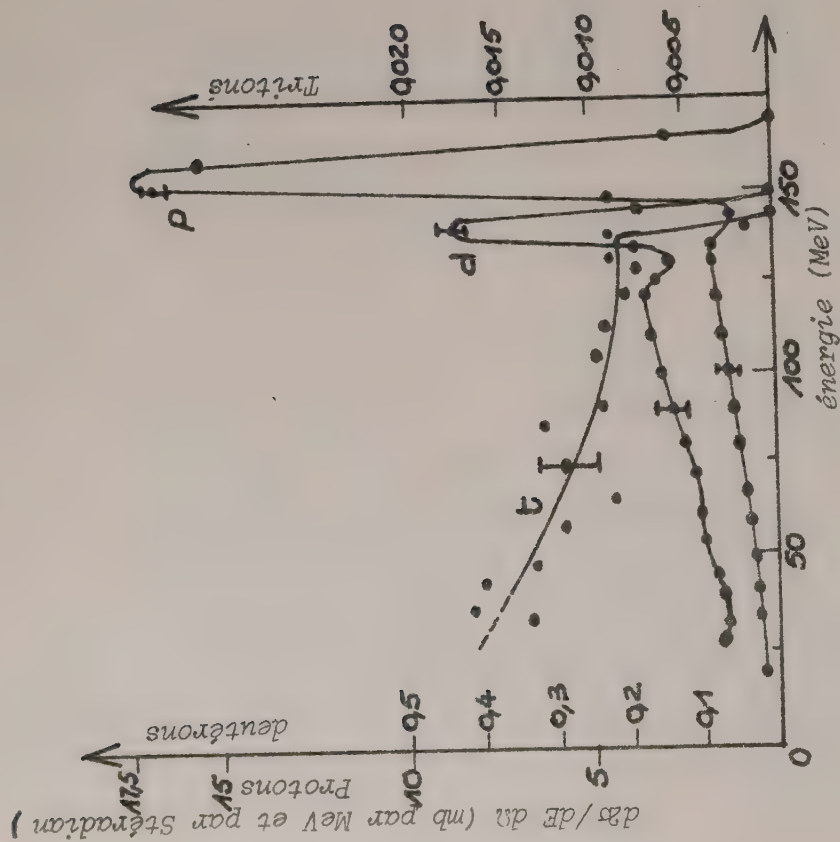


Fig. 2

Spectres expérimentaux de deutrons et tritons avec comme particules incidentes des protons de 155 MeV (GENIN et coll. (10))

en particulier B_{if} dans le cas de ^{12}C .

Des expériences précises ont été réalisées aux petits angles, en particulier par AZGHIREI et coll (46) avec des protons de 660 MeV. D'après la mesure du décalage entre le pic deutérons et l'énergie incidente, il a été déduit que même dans les noyaux légers, le mécanisme proposé par HEIDMANN était prépondérant : interaction de la particule incidente avec une paire de nucléons corrélés, le reste du noyau étant passif.

Toujours d'après HEIDMANN, il faut prévoir une chute très rapide de la section efficace avec l'augmentation de E_0 .

$$\sigma \sim E_0^{-6}$$

chute accompagnée d'une émission de plus en plus marquée vers l'avant. Le "pick-up", phénomène nucléaire s'apparente ainsi de très près à un phénomène atomique, celui de l'arrachement par un ion He^+ d'un électron, dans un gaz de H_2 .

L'observation aux petits angles d'un pic de deutérons dans les interactions nucléaires, tout au moins pour une énergie E_0 pas trop élevée, montre que le mécanisme existe effectivement, mais il n'explique pas les faits suivants :

- 1° Présence en-dessous du pic d'une distribution beaucoup plus étalée (Figure 2, d'après GENIN et coll. (10) avec $E_0 = 155 \text{ MeV}$)
- 2° Présence de deutérons aux grands angles.

Remarque importante

Dans les calculs précédents, un neutron a été choisi comme particule incidente. Du fait de l'indépendance de charge, les mêmes calculs sont valables pour un proton, à condition que son énergie soit supérieure à la barrière de potentiel coulombien.

§ 2. "Pick-up" indirect

Les processus précédents sont dits "de pick-up direct", la particule incidente interagissant elle-même et sans diffusion préalable avec le nucléon qu'elle enlève. Pour expliquer les désaccords expérimentaux men-

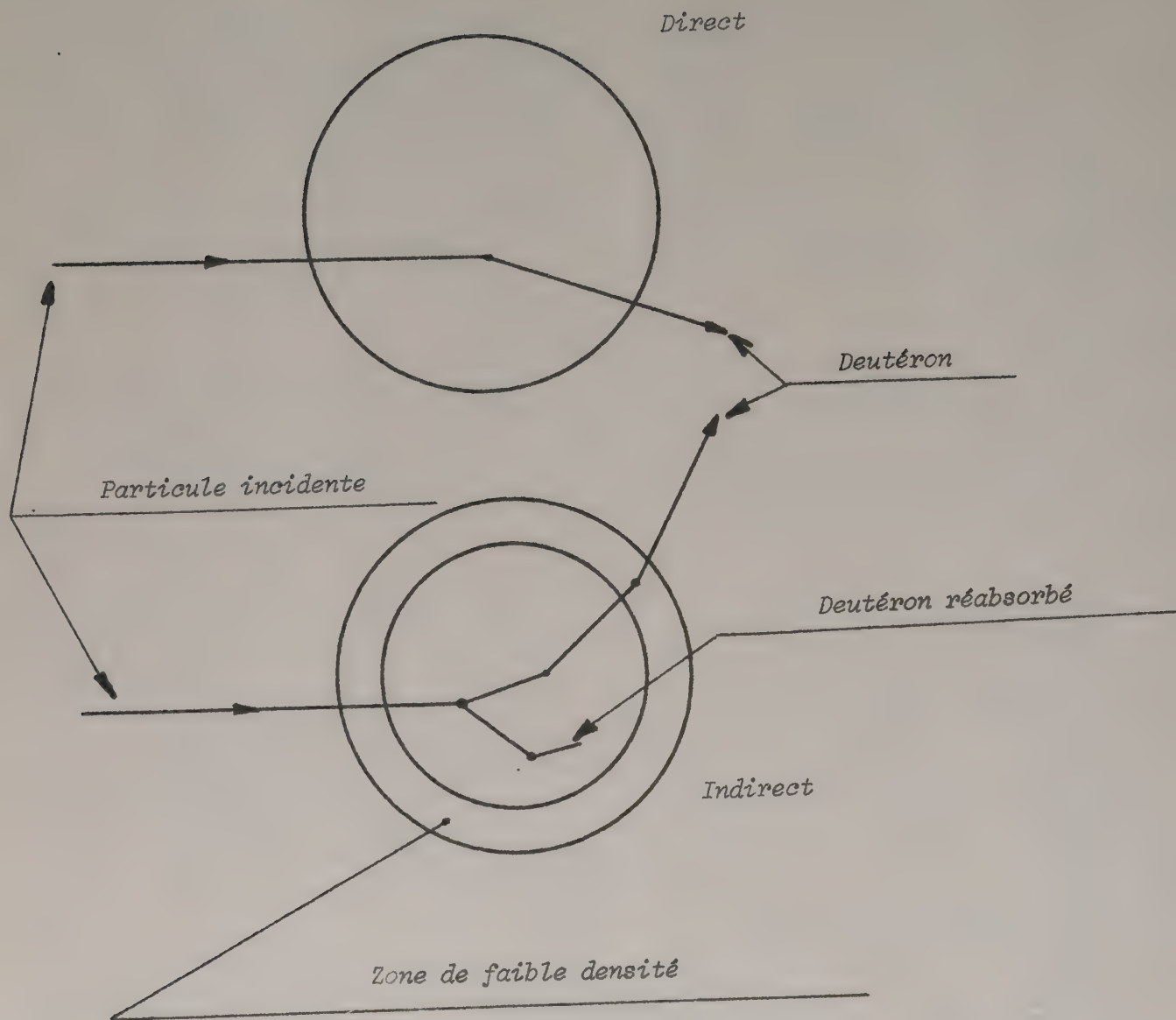


Fig. 3

Pick-up direct et indirect

tionnés à la fin du § 1., HESS et MOYER (5) ont envisagé le mécanisme suivant :

Après l'entrée de la particule incidente dans le noyau (dans l'étude en question, c'était un proton de 300 MeV) il y a développement d'une cascade intranucléaire, et ce serait les protons et neutrons issus de celle-ci qui seraient à la base de la formation de deutérons. Ce n'est donc qu'un développement du modèle précédent. Les auteurs supposent de plus que les deutérons sont formés dans la zone périphérique peu dense du noyau. En effet, leur faible énergie de liaison leur donne un libre parcours moyen très faible dans la matière nucléaire, et ceux créés dans les couches denses sont probablement en majeure partie réabsorbés. (Figure 3)

Il ressort de ce modèle que les formes des spectres de deutérons doivent être proches de celles des nucléons de cascade. C'est bien ce que montrent les résultats de GENIN et coll. (Figure 2) à 155 MeV.

Le modèle du "pick-up" indirect n'est cependant pas tout à fait satisfaisant quantitativement. Il y a plus de deutérons de haute énergie que prévu, si l'on adopte la décroissance en E_0^{-6} : HESS et MOYER, en utilisant une loi de E^n pour l'émission d'un deutéron d'énergie E, ont montré que le meilleur accord avec l'expérience était obtenu pour

$$n \approx 2 - 3$$

au lieu de 6.

D'autre part, le spectre expérimental en énergie des tritons émis ne présente pas aux petits angles de pic de "pick-up direct", et semble à priori difficilement explicable par un mécanisme de formation analogue aux précédents, mais se déroulant en même temps : formation de ^2H , puis de ^3H par enlèvements successifs de nucléons. En effet, d'après HEIDMANN, il faudrait s'attendre à une décroissance en E^{-12} , qui n'est pas observée expérimentalement.

§ 3. Grouperment de nucléons de cascade

a) Les faits expérimentaux

Avant 1960, les éjections de fragments légers rapides ont été étudiées à des énergies incidentes de quelques centaines de MeV. Après cette

date, des travaux ont pu être menés sur les accélérateurs de 30 GeV du CERN et de BROOKHAVEN. Des chercheurs ont analysé, principalement avec des méthodes à temps de vol, les flux de particules provenant d'interactions de protons de 10 - 30 GeV avec des noyaux légers (11-13, 16, 18, 54). Ils trouvèrent un pourcentage non négligeable de ^2H , ^3H , ^3He (mais pas de ^4He) possédant une énergie de l'ordre du GeV. Les rapports en nombre :

$$\frac{\text{deutérons}}{\text{protons}} \quad \text{et} \quad \frac{\text{tritons, } ^3\text{He}}{\text{deutérons}}$$

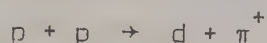
étaient du même ordre de grandeur, soit environ 3 %, ce chiffre augmentant sensiblement dans les noyaux lourds (23).

Une telle proportion est inexplicable par les modèles précédents, qui prévoient une décroissance très rapide avec l'énergie, l'écart en quantité de mouvement entre un nucléon de la cascade et un autre appartenant au noyau résiduel devenant trop grand pour que les deux puissent se trouver dans un état lié.

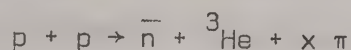
D'autres processus ont été alors envisagés, que nous appellerons "groupements de nucléons de cascade". Le nombre de ceux-ci augmente très rapidement dans le domaine 1 - 15 GeV. La probabilité pour deux d'entre eux de se trouver avec une quantité de mouvement relative assez faible pour donner naissance à un état lié n'est pas négligeable.

b) Modèle statistique de HAGEDORN

HAGEDORN a étudié la création de noyaux légers dans une interaction élémentaire nucléon-nucléon (55 - 57), le quatrième corps nécessaire pour la conservation de la quantité de mouvement étant créé au cours de la collision ; un exemple en est la réaction bien connue :



Mais la constitution de ^3H ou de ^3He nécessite la création d'une paire baryon-antibaryon, par exemple



Ce modèle ne peut donc jouer à notre énergie incidente ($E_0 = 570 \text{ MeV}$) bien en-dessous du seuil de ce type de réaction. D'ailleurs, même plus haut, la section efficace en est faible. La probabilité de trouver les trois nucléons

finaux dans un état lié n'étant elle-même pas considérable, on pense que ce mécanisme ne peut expliquer qu'une petite partie des faits expérimentaux (19).

c) Modèle de BUTLER et PEARSON

C'est la liaison en deutéron de deux nucléons de la cascade. Les auteurs (58 - 62, surtout 61) traitent le problème suivant l'approximation de BORN, comme au § 1., mais au deuxième ordre. Ils prennent deux potentiels perturbateurs : le potentiel neutron-proton, et celui du noyau. La durée de la perturbation est prise égale au temps τ de la traversée du noyau par la cascade. L'approximation de la probabilité de transition constante par unité de temps, employée précédemment n'a pas été maintenue. Soit $W(\vec{K})d\vec{K}$ la probabilité de transition correspondant à un vecteur nombre d'onde du deutéron compris entre $\vec{K}$ et $\vec{K} + d\vec{K}$, après une perturbation de durée τ :

$$W(\vec{K})d\vec{K} = \frac{4 |H_{if}^{(2)}|^2 \sin^2(\omega_{if}\tau/2)}{\hbar^2 \omega_{if}} \rho'(\vec{K})d\vec{K} \quad (6)$$

avec $\hbar\omega_{if} = E_i - E_f$: E_i énergie initiale, E_f finale.

$\rho'(\vec{K})$ densité d'états finaux

$H_{if}^{(2)}$ élément de la matrice de transition du deuxième ordre.

La normalisation est relative à une boîte de volume L^3 , la fonction d'onde des deux nucléons incidents est donc

$$\psi_0 = (1/L^3) e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1 + \vec{k}_2 \cdot \vec{r}_2)}$$

$\vec{k}_1, \vec{k}_2$ vecteurs nombres d'onde.

Le deutéron final sera représenté par

$$\psi_D = (1/L^{3/2}) \phi(\vec{r}) e^{i\vec{K} \cdot \vec{R}}$$

avec

$$\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2, \quad \vec{R} = (\vec{r}_1 + \vec{r}_2)/2$$

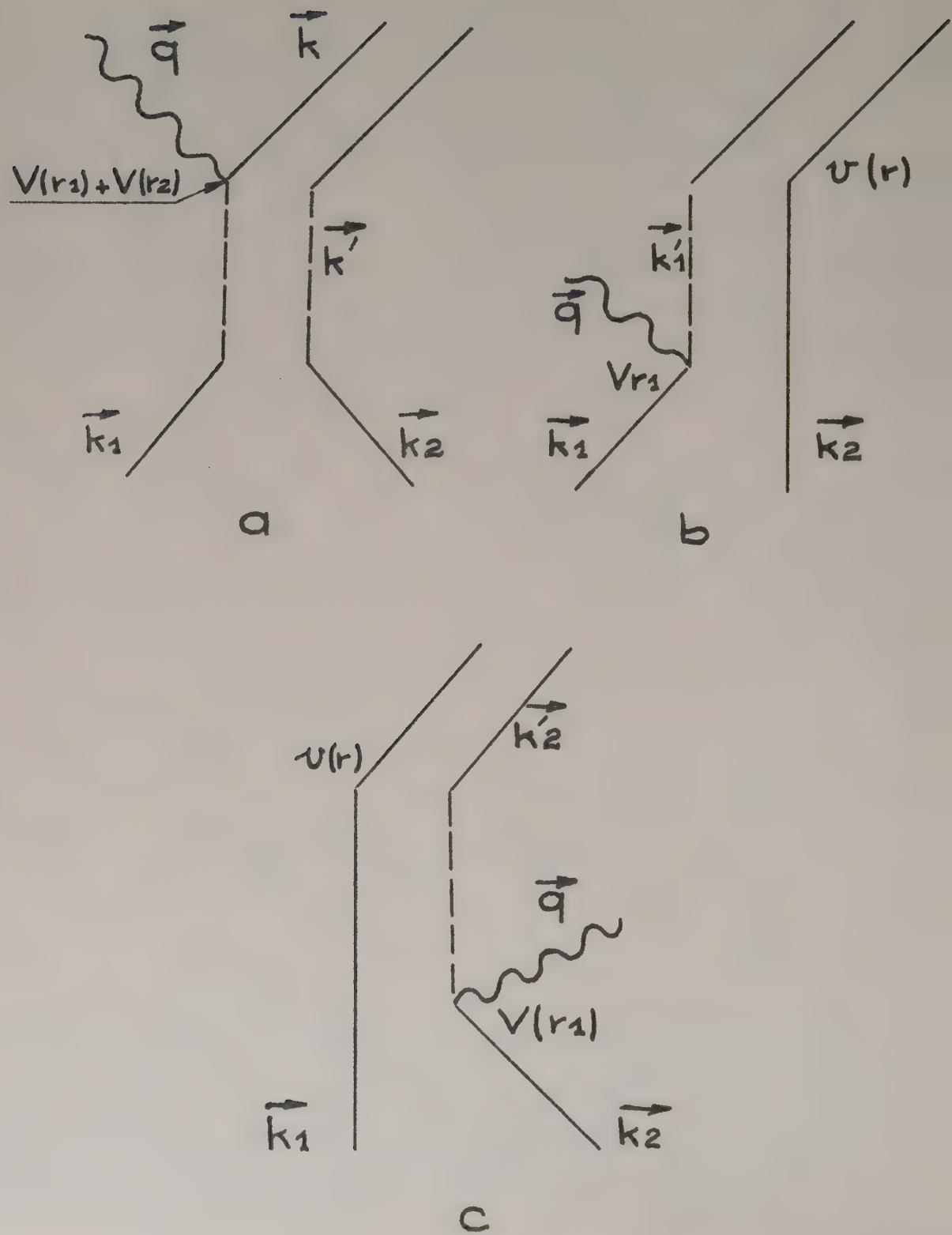
$\phi(\vec{r})$ représentant comme précédemment la fonction d'onde interne.

Calcul de $H_{if}^{(2)}$:

Le calcul au deuxième ordre fait intervenir des états intermédiaires j ; $H_{if}^{(2)}$ est évalué à partir des éléments de matrice de transition

Fig. 4

Diagramme de formation d'un deuteron



$H_{ij}^{(1)}$ et $H_{jf}^{(1)}$ du premier ordre entre les états intermédiaires j , et les états initiaux et finaux en sommant sur les j :

$$H_{if}^{(2)} = \sum \frac{H_{ij}^{(1)} H_{jf}^{(1)}}{E_j - E_f}$$

E_j étant l'énergie de l'état j .

Ceci revient à se représenter l'interaction en deux étapes, chacun des deux potentiels (celui du noyau, $V(r_1, r_2)$ et celui du système neutron-proton $v(r)$) agissant à chaque étape. La formation du deutéron peut être ainsi illustrée par l'un des trois diagrammes de la figure 4.

Le cas "a" est la formation d'un état lié virtuel par effet de $v(r)$, au premier vertex ; au deuxième, il y a diffusion par le potentiel nucléaire $V(r_1) + V(r_2)$, avec communication d'un recul $\vec{q}$ au noyau.

Cas "b" et "c" : c'est l'un des nucléons qui est d'abord diffusé dans un état virtuel $\vec{k}'$, puis, sous l'effet de $v(r)$, ce nucléon forme avec son partenaire un deutéron.

A ces états intermédiaires correspondent les fonctions d'onde :

$$\psi' = (1/L^{3/2}) e^{i\vec{k}' \cdot \vec{R}}$$

$$\psi' = (1/L^3) e^{i(\vec{k}'_1 \cdot \vec{r}_1 + \vec{k}'_2 \cdot \vec{r}_2)}$$

$$\psi' = (1/L^3) e^{i(\vec{k}'_1 \cdot \vec{r}_1 + \vec{k}'_2 \cdot \vec{r}_2)}$$

Les $H_{ij}^{(1)}$ et $H_{jf}^{(1)}$ peuvent être calculées analytiquement en supposant pour le deutéron une fonction d'onde de HULTHEN :

$$\phi(r) = \frac{C}{r} (e^{-\gamma r} - e^{-\xi r})$$

Le terme en ξ étant négligeable et n'intervenant que pour empêcher $\phi(r)$ de demeurer infinie. C est un coefficient de normalisation. Comme au § 1, le potentiel nucléon-nucléon est ainsi éliminé des calculs, et remplacé par son "effet", la fonction d'onde. On fait de plus l'approximation

$$V(r_1) + V(r_2) = 2 V(R)$$

Tous calculs faits, l'expression de $H_{if}^{(2)}$ est

$$H_{if}^{(2)} = \frac{4\pi C}{L^3 L^{3/2}} g(2x) \left[\frac{2}{k_1^2 + \gamma^2} - \frac{1}{(\vec{k}_1 + \vec{x})^2 + \gamma^2} - \frac{1}{(\vec{k}_1 - \vec{x})^2 + \gamma^2} \right] \quad (7)$$

$g(2x)$ étant la transformée de FOURIER du potentiel nucléaire par rapport à $2x$ ($2\vec{x} = \vec{q}$) avec les notations

$$\vec{x} = (\vec{K}_1 - \vec{K})/2$$

$$\vec{K}_1 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$$

$$\vec{k}_1 = (\vec{K}_1 - \vec{k}_2)/2$$

L'expression (6) donne la probabilité de formation d'un deutéron de quantité de mouvement $\vec{K}$ à partir de deux nucléons de cascade de vecteurs nombres d'onde $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$. Il faut tenir compte des distributions $\rho(\vec{k}_1)$, $\rho(\vec{k}_2)$ de ces vecteurs nombre d'onde. Toujours dans le formalisme de la "boite" de volume L^3 , la probabilité de trouver le nombre d'onde du premier nucléon entre $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_1 + d\vec{k}_1$, et celui de l'autre entre $\vec{k}_2$ et $\vec{k}_2 + d\vec{k}_2$ est :

$$\rho(\vec{k}_1) \rho(\vec{k}_2) d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 \left(\frac{3L^3}{4\pi R_0^3} \right)^2$$

R_0 étant le rayon nucléaire.

Il faudra intégrer sur tous les $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$ pour obtenir la distribution $n_d(\vec{K})$ des deutérons :

$$n_d(\vec{K}) = \left(\frac{3L^3}{4\pi R_0^3} \right)^2 \int \rho(\vec{k}_1) \rho(\vec{k}_2) W(\vec{K}) d\vec{k}_1 d\vec{k}_2$$

En reprenant l'expression (6) avec la valeur calculée de $H_{if}^{(2)}$ et en donnant à τ la valeur

$$\tau = 4 m R_0 / \hbar K$$

égale au temps de traversée du deutéron, on obtient

$$n_d(\vec{K}) = \frac{(6C/\hbar)^2}{(2\pi R_0^2)^3} [g(2x)]^2 \left[\frac{2}{k_1^2 + \gamma^2} - \frac{1}{(\vec{k}_1 + \vec{x})^2 + \gamma^2} - \frac{1}{(\vec{k}_1 - \vec{x})^2 + \gamma^2} \right] \cdot \frac{\sin^2(\omega_{if}\tau/2)}{\omega_{if}^2} \rho(\vec{k}_1) \rho(\vec{k}_2) d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 \quad (8)$$

La densité d'états finaux étant naturellement :

$$\rho(\vec{K}) = \left(\frac{L}{2\pi} \right)^3$$

On effectue le changement de variables :

$$\vec{k}_1 = \frac{1}{2} \vec{K} + \vec{k}_i + \vec{x}$$

$$\vec{k}_2 = \vec{K}/2 - \vec{k}_i + \vec{x}$$

Ce qui donne $d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 = d\vec{K}_1 d\vec{k}_i$

Ici se place une approximation importante, liée à la condition de formation du deutéron dans le domaine énergétique considéré par BUTLER et PEARSON (20 - 30 GeV) : on suppose que $|\vec{k}_1 - \vec{k}_2|$ est petit devant $|\vec{k}_1 + \vec{k}_2|$ pour qu'il puisse y avoir formation du deutéron. Ce qui permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \rho(\vec{k}_1) \rho(\vec{k}_2) &= \rho\left(\frac{1}{2} \vec{K} + \vec{k}_i + \vec{x}\right) \rho\left(\frac{1}{2} \vec{K} - \vec{k}_i + \vec{x}\right) \\ &\simeq \rho\left(\frac{\vec{K}}{2}\right)^2 \end{aligned}$$

Nous appellerons, par commodité, cette approximation : "approximation des faibles quantités de mouvement relatives". Nous verrons plus loin qu'à notre énergie incidente elle n'est pas valable. Ici, elle permet de sortir les distributions $\rho(\vec{k}_1)$ et $\rho(\vec{k}_2)$ de l'intégrale, (Formule (8)) et l'on arrive finalement à :

$$n_d(\vec{K}) = \eta \frac{(mV_0)^2}{p^4} I(R_0) \left[f_C\left(\frac{\kappa \vec{K}}{2}\right) \right]^2 \quad (9)$$

η est un coefficient numérique ne dépendant que de γ ; BUTLER et PEARSON y ont introduit par ailleurs un facteur d'efficacité lié aux expériences avec lesquelles ils comparaient leurs calculs. η contient aussi le facteur de spin.

P quantité de mouvement du deutéron ($\vec{p} = \kappa \vec{K}$)

V_0 profondeur du puits de potentiel

$I(R_0)$ est une fonction (calculée par intégration numérique) de R_0 et de la forme du potentiel choisi, dont elle dépend d'ailleurs faiblement.

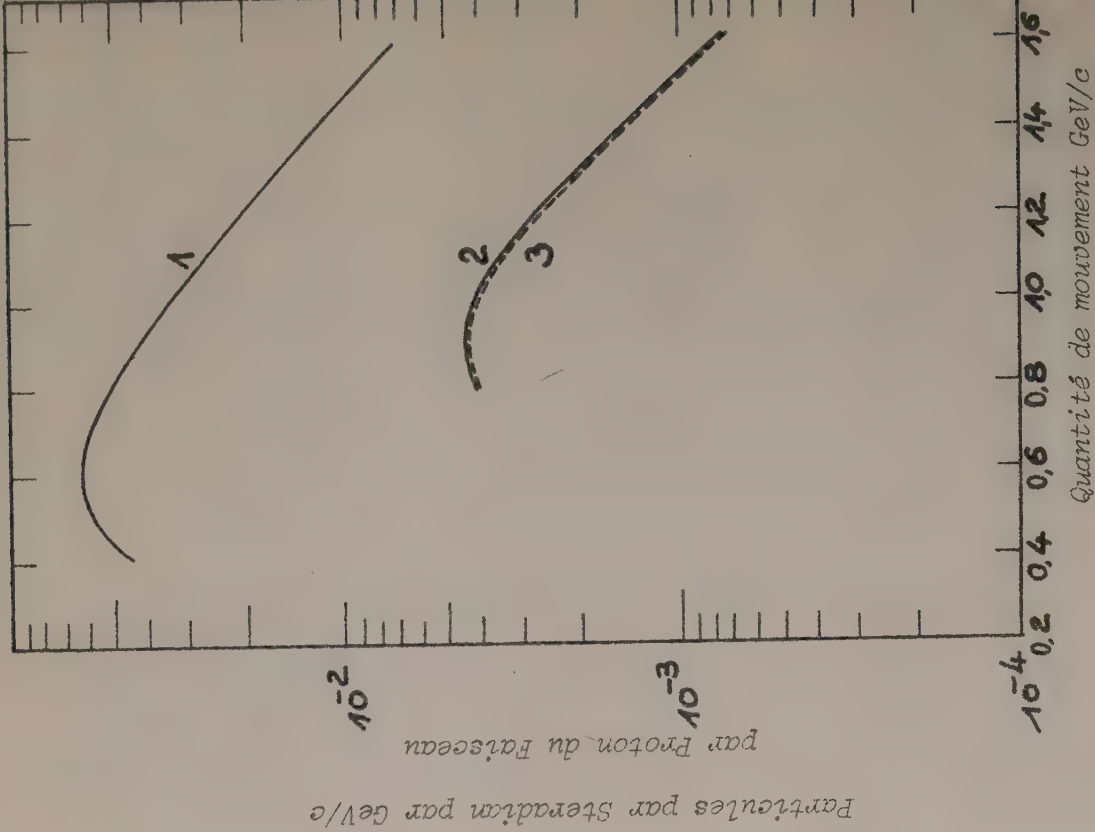
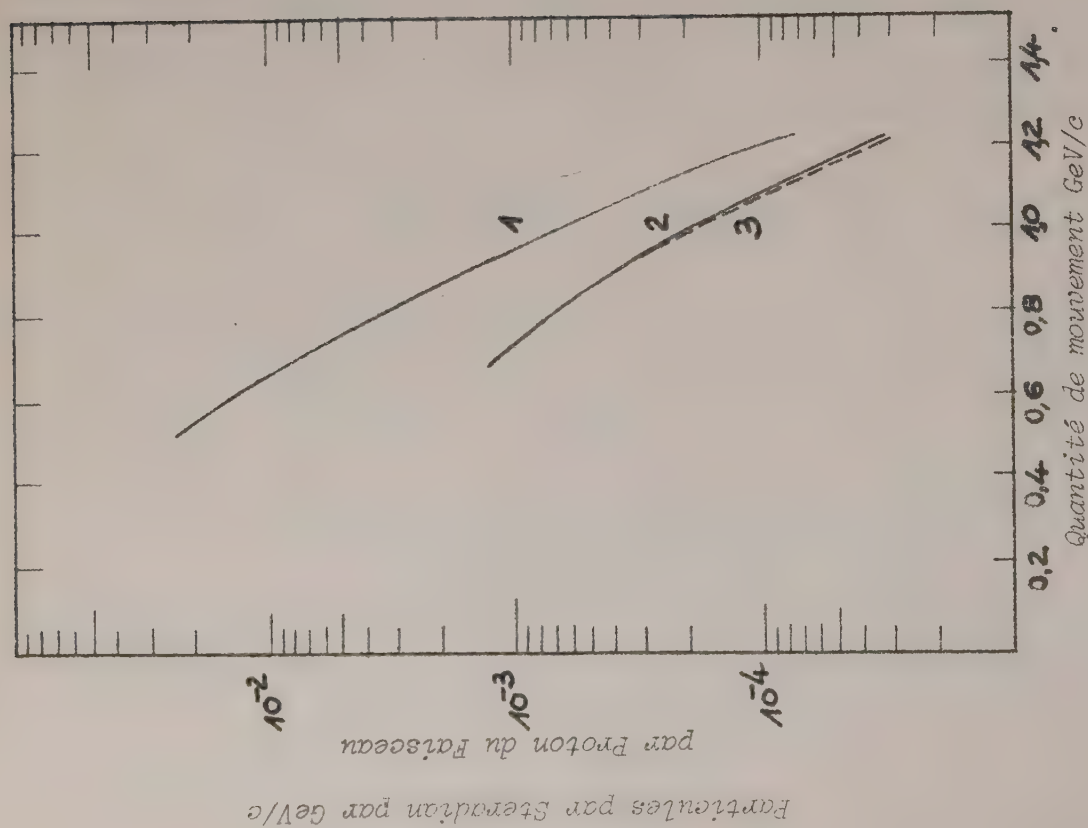


Fig. 5

Comparaison de la théorie de BUTLER et PEARSON avec l'expérience.
 Courbes 1 et 2 : Spectres expérimentaux de protons et deutons (18, 16)
 ----- courbe théorique

f_c est la distribution des nucléons de cascade, connue expérimentalement d'après celle des protons, celle des neutrons étant supposée identique, en particules par GeV/c - stéradian.

Il n'a pas été tenu compte de la relativité dans ces calculs. Les corrections relativistes amènent, au premier ordre, la multiplication de $n(\vec{K})$ par un facteur :

$$\left(1 + \frac{p^2}{4m_0^2 c^2} \right)^{3/2}$$

Les résultats sont en excellent accord avec l'expérience, et expliquent correctement la forme des spectres de deutérons de haute énergie (Figure 5) ; le meilleur accord est obtenu pour $V_0 \approx 25 - 30$ MeV

d) Extension au groupement de trois nucléons

Le traitement précédent, appliqué au deutéron seulement par BUTLER et PEARSON a été étendu à ^3H et ^3He , en particulier par KURTZ (64,65). Procéder de façon strictement analogue eut amené à un calcul au troisième ordre de l'approximation de BORN, physiquement et mathématiquement inextricable. L'auteur a donc employé un mécanisme simplifié, en une seule étape, qui peut donc être traité au premier ordre, et qui, appliqué au deutéron, redonne les résultats de BUTLER et PEARSON.

Le potentiel de perturbation est pris égal à

$$V(\vec{r}_1) + V(\vec{r}_2) + V(\vec{r}_3) - 3 V(\vec{R})$$

V étant le potentiel nucléaire et $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3$ les vecteurs position des trois nucléons (2 neutrons et 1 proton pour ^3H , 2 protons et un neutron pour ^3He) et $\vec{R}$ celui de leur centre de masse. Le potentiel nucléon-nucléon n'intervient qu'à travers la fonction d'onde interne du noyau léger final ; celle-ci est prise arbitrairement de la forme :

$$\phi(r_1, r_2, r_3) = \frac{C}{L^{3/2}} e^{(-\alpha \sqrt{r_{12}^2 + r_{23}^2 + r_{31}^2})}$$

α étant une constante et C un facteur de normalisation. r_{12}, r_{23}, r_{31} sont les distances entre nucléons. L'expression de l'élément de matrice de transition est alors :

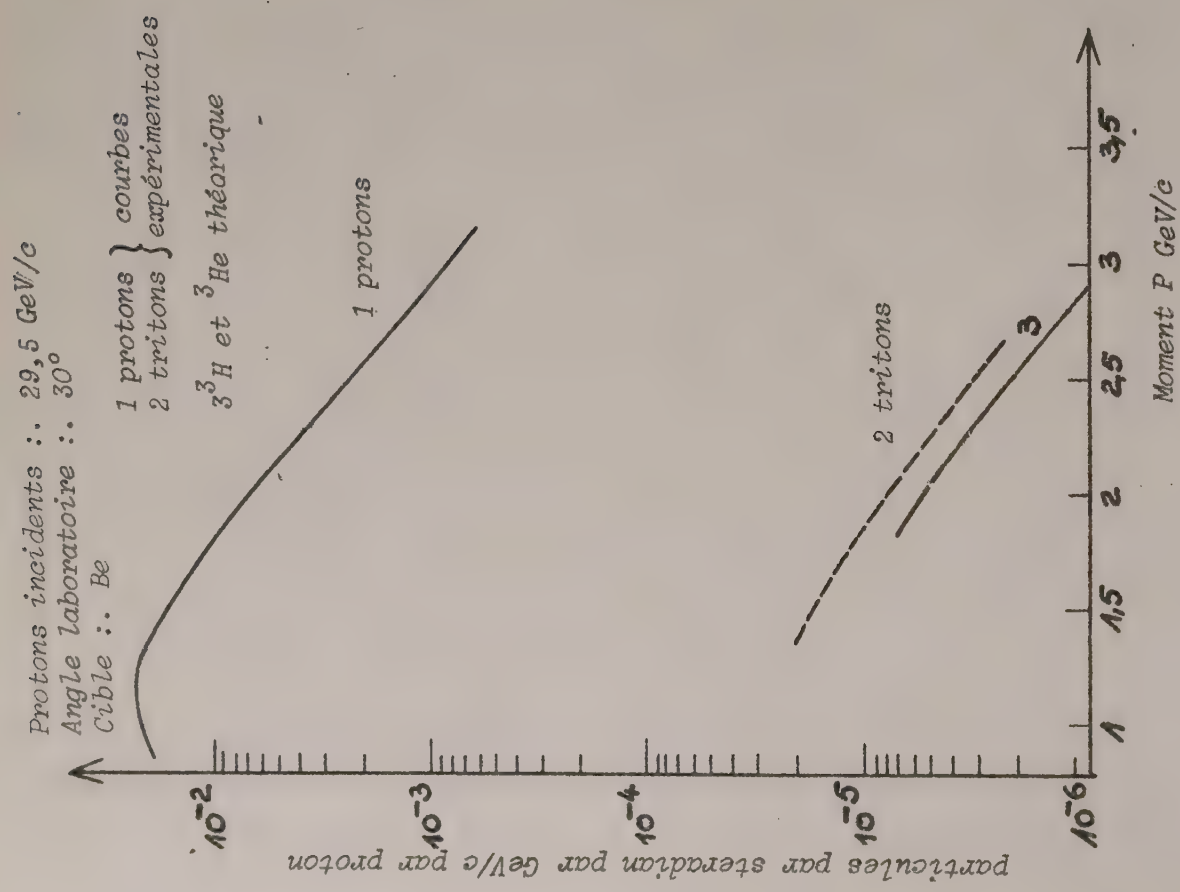
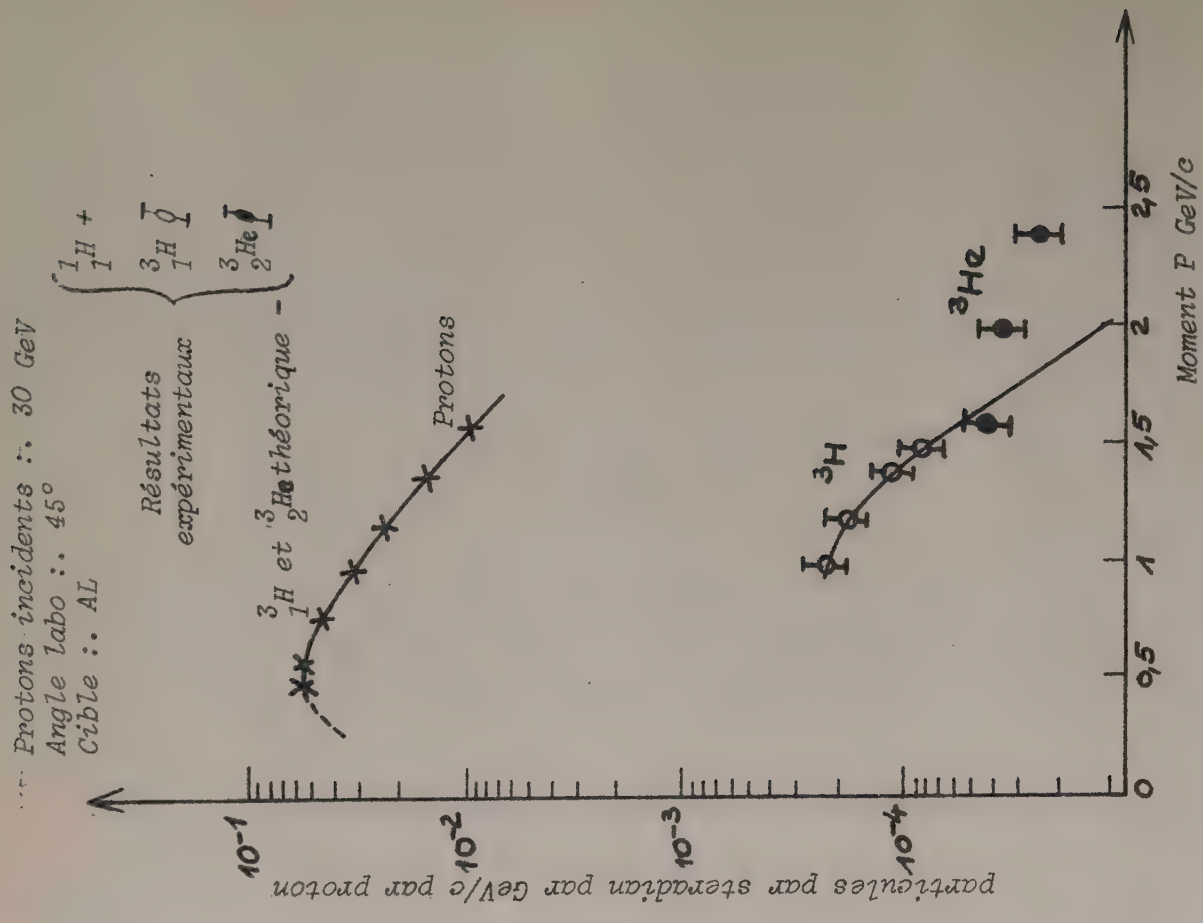


Fig. 6

Comparison des résultats théoriques de N. KURTZ avec l'expérience.
 Les résultats expérimentaux sont ceux des références (16) et (18)

$$H_{if} = \frac{C}{L^{9/2} L^{3/2}} \int e^{-\alpha \sqrt{r_{12}^2 + r_{23}^2 + r_{31}^2}} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{R}} \left\{ V(\vec{r}_1) + V(\vec{r}_2) + V(\vec{r}_3) - 3V(\vec{R}) \right\} \cdot e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1 + \vec{k}_2 \cdot \vec{r}_2 + \vec{k}_3 \cdot \vec{r}_3)} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{r}_3$$

A la complexité près, la marche des calculs est semblable à celle adoptée par BUTLER et PEARSON. Les mêmes approximations sont faites, particulièrement celle des "petites quantités de mouvement relatives". Le résultat est analogue :

$$n_t(\vec{k}) = \eta' \frac{(mv_o)^2}{p^6} I'(R_o) \left[f_o\left(\frac{\vec{p}}{3}\right) \right]^3 \quad (10)$$

avec les mêmes notations que pour le deutéron. L'accord avec l'expérience est relativement satisfaisant (Figure 6). Les formes des spectres sont correctement prévues.

e) Discussion de ces modèles

En principe, ils sont conçus pour les noyaux légers, afin de pouvoir négliger la réabsorption du groupement créé. D'autre part, dans les éléments de nombre de masse A élevé, la cascade nucléaire ne se développe que dans une partie du noyau, et comme elle représente le volume réel d'interaction, il est difficile d'évaluer celui-ci, qui ne peut plus être pris égal au volume nucléaire. Il est à noter aussi que la distribution des protons de cascade utilisée - et qui donne un bon accord avec l'expérience - est la distribution mesurée à la sortie, et non à l'intérieur, du noyau, zone de formation des deutérons par hypothèse.

Si l'on fait le calcul de BUTLER et PEARSON pour deux particules initiales de quantité de mouvement relative faible, le nombre de deutérons formés est trouvé supérieur à 1 (66). Il semble donc que pour ces faibles valeurs, l'approximation de BORN ne puisse être appliquée. BUTLER et PEARSON dans une publication postérieure (62) ont pris la probabilité de formation égale à 1 dans cette zone, et indiqué que les résultats restaient satisfaisants à condition de prendre $V_o = 40$ MeV

ZUPANCIC (66) a contesté le rôle direct joué par le potentiel nucléaire, en se basant sur les difficultés d'application de l'approximation de BORN, et en montrant qu'un modèle beaucoup plus grossier donne des résultats identiques, en particulier en supposant que tous les couples de nucléons ayant un nombre d'onde relatif inférieur à 1 (Fermi)⁻¹ forment un deutéron, sans se préoccuper du potentiel nucléaire. Cette valeur correspond à une énergie relative de l'ordre de 20 MeV, donc acceptable entre un proton et un neutron liés dans un deutéron.

Un type de calcul différent a été suggéré par ZUPANCIC à la suite de ces considérations. C'est celui dit de "l'approximation soudaine" (67), valable dans le cas d'une modification brutale du potentiel. On peut admettre que cela est réalisé pour les deux nucléons de cascade à leur sortie du potentiel nucléaire. Dans ce cas, soient $\chi(\vec{r})$ la fonction d'onde exprimant le mouvement relatif de ces particules dans le noyau, et $\phi(\vec{r})$ celle du deutéron ; la probabilité de formation est donnée par :

$$n_d = \int \phi(\vec{r}) \chi(\vec{r}) d\tau \quad (11)$$

simplement, $\int d\tau$ exprimant la sommation sur tous les états possibles initiaux et finaux. Ce modèle a l'avantage de pouvoir être étendu à pratiquement toutes les énergies. Le potentiel nucléaire n'intervient plus directement, mais seulement à travers la forme de la cascade, donc à travers $\chi(\vec{r})$.

§ 4. Conclusion sur les modèles de "pick-up"

Ces mécanismes, qui viennent d'être passés en revue, correspondent à l'éjection de ^2H , ^3H , ^3He . Aucun calcul n'a été fait pour ^4He ,

dont le taux de production devrait être d'un ordre de grandeur inférieur à celui de ^3He , malgré l'énergie de liaison bien supérieure de ^4He . Peu d'expériences ont été faites sur la séparation entre les isotopes 3 et 4 de l'hélium à haute énergie, mais elles semblent indiquer effectivement une beaucoup plus grande abondance de ^3He que de ^4He (10, 11, 54, 68)

Nous pouvons résumer ainsi les zones de prépondérance des divers types de "pick-up" :

a) Energie incidente très basse ($E_0 \leq 60$ MeV). Pratiquement pas de cascade ; le "pick-up" direct domine.

b) Au-dessus, la cascade se développe. Apparition du "pick-up" indirect, concurremment avec le "pick-up direct" qui donne un pic caractéristique à l'énergie maximale des distributions, tout au moins pour les deutons.

c) Aux énergies de l'ordre de 100 MeV pour les nucléons secondaires, ceux-ci ne peuvent plus s'associer avec des nucléons appartenant au noyau résiduel. Mais lorsque l'énergie incidente croît, le nombre de particules dans la cascade s'élève, et par suite aussi leur probabilité de se regrouper pour former un état lié d'un noyau léger.

Vers 570 MeV, domaine pour lequel nous avons fait nos mesures, le "pick-up" direct a une probabilité négligeable, à cause de sa variation en E^{-6} , pour les deutérons, et certainement encore plus brutale pour ^3He . Les ^3H et ^3He de plus de 200 MeV ne peuvent être formés que par les groupements de nucléons de cascade.

En dessous de cette valeur il y a concurrence possible du "pick-up" indirect et aussi de mécanismes intermédiaires : par exemple, groupement de deux protons de cascade et d'un neutron du noyau suffisamment rapprochés en quantité de mouvement.

Pour de tels phénomènes composites, le traitement théorique complet devient inextricable. D'après "l'approximation soudaine" et en nous appuyant sur les idées de ZUPANCIC, nous adopterons pour nos calculs de "pick-up" (développés dans la troisième partie) le modèle sommaire ainsi défini :

1° Deux nucléons, appartenant ou non à la cascade, ayant une quantité de mouvement relative inférieure à une valeur donnée ΔP par rapport à un troisième, peuvent former avec lui un ^3He ou un ^3H , si les combinaisons de charges correspondantes sont satisfaites, ceci se passant

à l'intérieur du noyau. On peut supposer que cette production se fait préférentiellement dans les zones de moindre densité de la périphérie, à cause des faibles libres parcours moyens dans la matière nucléaire. Les distributions de cascade peuvent donc être facilement déduites de celles observées à l'extérieur.

2° Ce ^3He peut apparaitre à l'extérieur du noyau si l'énergie cinétique moyenne de ses constituants est supérieure à la profondeur du puits de potentiel.

Chapitre III

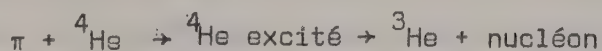
SOUS-STRUCTURES

En plus des mécanismes de "pick-up" précédemment indiqués, un autre processus peut être invoqué pour expliquer une émission de noyaux légers non compatible avec la théorie de l'évaporation : ce processus est l'éjection de sous-structures par choc direct.

Dans ce mécanisme, la sous-structure ${}^4\text{He}$ est favorisée à cause de sa grande énergie de liaison propre.

L'abondance de l'isotope 4 parmi les hélions de haute énergie émis sera donc la "signature" du processus d'éjection de sous-structures ; inversement, la prédominance de ${}^3\text{He}$ indiquerait la prépondérance du "pick-up". Malheureusement la technique des émulsions nucléaires ne permet pas la distinction de ces deux isotopes.

Nous écartons ici le mécanisme de production de ${}^3\text{He}$ énergétiques par capture de mésons π dans une sous-structure (54, 68):



La raison de cette élimination est la suivante : à notre énergie incidente, la distribution angulaire des mésons π émis dans les interactions proton-noyau est quasi-isotrope dans le système laboratoire (35). Il devrait en être de même de celle des ${}^3\text{He}$. En anticipant sur l'exposé de nos résultats, nous indiquons que, au contraire, la distribution angulaire des hélions que nous obtenons expérimentalement est dirigée vers l'avant et extrêmement anisotrope. Le mécanisme d'absorption des π ne peut donc jouer qu'un rôle très secondaire.

a) Indications expérimentales

Les modèles de "pick-up" ont été conçus pour expliquer l'émission

ROYAL ANTHROPOLOGICAL INSTITUTE

Vol. 100, Part 1, 1970

January 1970

London: The Royal Anthropological Institute

Printed in Great Britain

By the Royal Society of Medicine

Subscription price, £10.00

Single copies, 50p

Advertisements, 10p

Back volumes, £10.00

Subscription price, £10.00

Single copies, 50p

Advertisements, 10p

Back volumes, £10.00

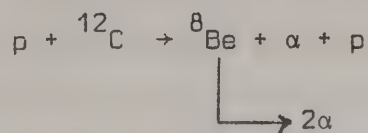
de noyaux légers (^2H , ^3H , ^3He) avec des énergies bien supérieures à celles permises par l'évaporation.

C'est au contraire, l'observation de particules se différenciant de celles d'évaporation davantage par le spectre en direction que par celui en énergie, qui a fait naître l'hypothèse de l'éjection de sous-structures. En particulier, on note la présence dans beaucoup d'interactions nucléaires d'une proportion de ^4He de 10 à 50 MeV émis vers l'avant incompatible avec l'anisotropie dans le système du centre de masse. Le processus de "pick-up" s'appliquant mal au groupement de quatre nucléons, il faut chercher l'explication ailleurs.

Les premières indications furent enregistrées par le groupe des émulsions de Strasbourg (CUER, COMBE, SAMMAN(69-75)) vers 1955. Ces auteurs utilisaient la technique des émulsions nucléaires. En étudiant la désintégration en trois particules α des noyaux de ^{12}C de la gélatine par des protons de 100 à 300 MeV :



ils constatèrent que dans certains cas la cinématique liant le plus énergétique des trois ^4He et le proton était celle d'un choc $p - \alpha$ quasi-élastique. Tout se déroulait donc comme si la particule incidente interagissait avec une particule α incluse dans le noyau de ^{12}C et l'éjectait par choc direct, le ^8Be résiduel se désintégrant ensuite en deux particules α de basse énergie :



Le même phénomène était observable avec ^{16}O , autre noyau de type $4n$. L'existence de "sous-structures" de ^4He dans les noyaux légers, particulièrement de nombre $A = 4n$ en fut déduite. L'écart léger entre la cinématique observée et celle d'un choc $p - \alpha$ libre conduisit à attribuer à ces sous-structures une certaine quantité de mouvement initiale. La distribution a pu être calculée à partir des résultats expérimentaux. L'énergie cinétique moyenne correspondante est de l'ordre de 7 MeV à l'intérieur du noyau. De nombreux travaux ont été effectués depuis, sur ces groupements de nucléons

(par exemple (76-81)) et ont confirmé ces résultats.

b) Description des sous-structures

Les développements théoriques portèrent d'abord sur les noyaux légers (82-84, 129-131). En particulier, SHELINE, WILDERMUTH et KANELLO-POULOS (129-131) montrèrent que leurs fonctions d'onde, déterminées d'après le modèle en couches, pouvaient être développées suivant celles de structures moins complexes telles que ^2H , ^3H , ^4He etc... Cette manière de voir expliquait bien la position de certains niveaux d'énergie.

D'autres théoriciens cherchèrent la probabilité de présence de sous-structures dans les nuclides plus lourds. Il y eut d'abord les calculs de BLOKHINTSEV (85) qui montra que, au hasard des fluctuations statistiques dans la matière nucléaire, des deutérons pouvaient y exister temporairement. Puis les travaux de HARADA et coll. (86-88) indiquèrent que la probabilité de formation de groupements de nucléons était maximale dans la zone de faible densité entourant le noyau.

On aboutit finalement à la description suivante des sous-structures : ce sont des groupements éphémères de nucléons, d'autant plus fugitifs que leur énergie de liaison est plus basse. De ce point de vue, ^4He est de loin la structure la plus favorisée, avec 7 MeV par nucléon, au lieu de 8 MeV/nucléon dans les noyaux moyens et lourds. Aussi presque tous les calculs d'éjection par choc direct concernent les particules α (8,89-92). La cohésion de celles-ci rend d'autre part leur émission sans cassure plus facile. Leur énergie globale de liaison est de l'ordre de 5 MeV dans les noyaux moyens, un peu plus élevée dans les noyaux légers ; elle décroît jusqu'à devenir négative dans les plus lourds, ce qui est à la base de l'explication bien connue de la radioactivité α par GAMOW.

c) Applications aux noyaux lourds et moyens

L'éventualité de la présence de groupements α dans les noyaux de Z moyen ou élevé est au centre d'un nombre important de travaux expérimentaux (32, 38, 93-103), en particulier ceux effectués par l'équipe du cyclotron d'Orsay (96, 98-103, 118).

Dans ces expériences, à l'exception de celle de IGO et coll. (97) les énergies des particules α émises étaient du même ordre que celles

ORIGINAL ARTICLES
SYMPTOMS OF THE ACUTE INFLUENZA

By J. H. HAY, M.D., University of Chicago, Chicago, Ill.
The influenza epidemic of 1918-1919 has been the most severe in the history of the United States. It has been characterized by a high mortality rate, especially among the young, and by a rapid spread throughout the country. The symptoms of the acute influenza have been described in many ways, but the following are the most common: sudden onset of fever, chills, headache, muscle aches, and sore throat. The cough is usually dry and irritating, and the nasal discharge is watery and profuse.

The acute influenza is usually self-limiting, and the patient recovers within a week or two. However, in some cases, the infection may become complicated by pneumonia, bronchitis, or other respiratory diseases. The mortality rate is highest among the young, and especially among those who have not been previously exposed to the virus. The disease is highly contagious, and spreads rapidly through the air. The incubation period is usually 1 to 3 days, and the illness lasts for 5 to 7 days. The symptoms are usually more severe in the first 2 to 3 days of the illness, and then gradually subside. The fever is usually high, and may be accompanied by chills. The headache is usually frontal, and may be relieved by rest and analgesics. The muscle aches are usually generalized, and may be relieved by rest and analgesics. The sore throat is usually mild, and may be relieved by gargling with warm salt water. The cough is usually dry and irritating, and may be relieved by cough syrup. The nasal discharge is usually watery and profuse, and may be relieved by decongestants.

The acute influenza is a serious disease, and should be treated with care. The patient should be kept in bed, and given plenty of rest. The fever should be treated with aspirin, and the headache and muscle aches should be treated with analgesics. The cough should be treated with cough syrup, and the nasal discharge should be treated with decongestants. The patient should also be given plenty of fluids, and should avoid fatty and spicy foods.

The acute influenza is a highly contagious disease, and should be prevented by vaccination. The vaccine is made from the virus of the disease, and is injected into the arm. It is usually given in two doses, one in the fall and one in the spring. The vaccine is effective in preventing the disease, and is especially valuable for those who are at high risk of contracting the disease. The vaccine is also effective in reducing the severity of the disease, and in shortening the duration of the illness. The vaccine is usually given to the young, and especially to those who are in contact with the sick. The vaccine is also given to the military, and especially to those who are in the front lines. The vaccine is also given to the nursing home population, and especially to those who are at high risk of contracting the disease.

The acute influenza is a serious disease, and should be treated with care. The patient should be kept in bed, and given plenty of rest. The fever should be treated with aspirin, and the headache and muscle aches should be treated with analgesics. The cough should be treated with cough syrup, and the nasal discharge should be treated with decongestants. The patient should also be given plenty of fluids, and should avoid fatty and spicy foods.

The acute influenza is a highly contagious disease, and should be prevented by vaccination. The vaccine is made from the virus of the disease, and is injected into the arm. It is usually given in two doses, one in the fall and one in the spring. The vaccine is effective in preventing the disease, and is especially valuable for those who are at high risk of contracting the disease.

The acute influenza is a serious disease, and should be treated with care. The patient should be kept in bed, and given plenty of rest. The fever should be treated with aspirin, and the headache and muscle aches should be treated with analgesics. The cough should be treated with cough syrup, and the nasal discharge should be treated with decongestants. The patient should also be given plenty of fluids, and should avoid fatty and spicy foods.

The acute influenza is a highly contagious disease, and should be prevented by vaccination. The vaccine is made from the virus of the disease, and is injected into the arm. It is usually given in two doses, one in the fall and one in the spring. The vaccine is effective in preventing the disease, and is especially valuable for those who are at high risk of contracting the disease.

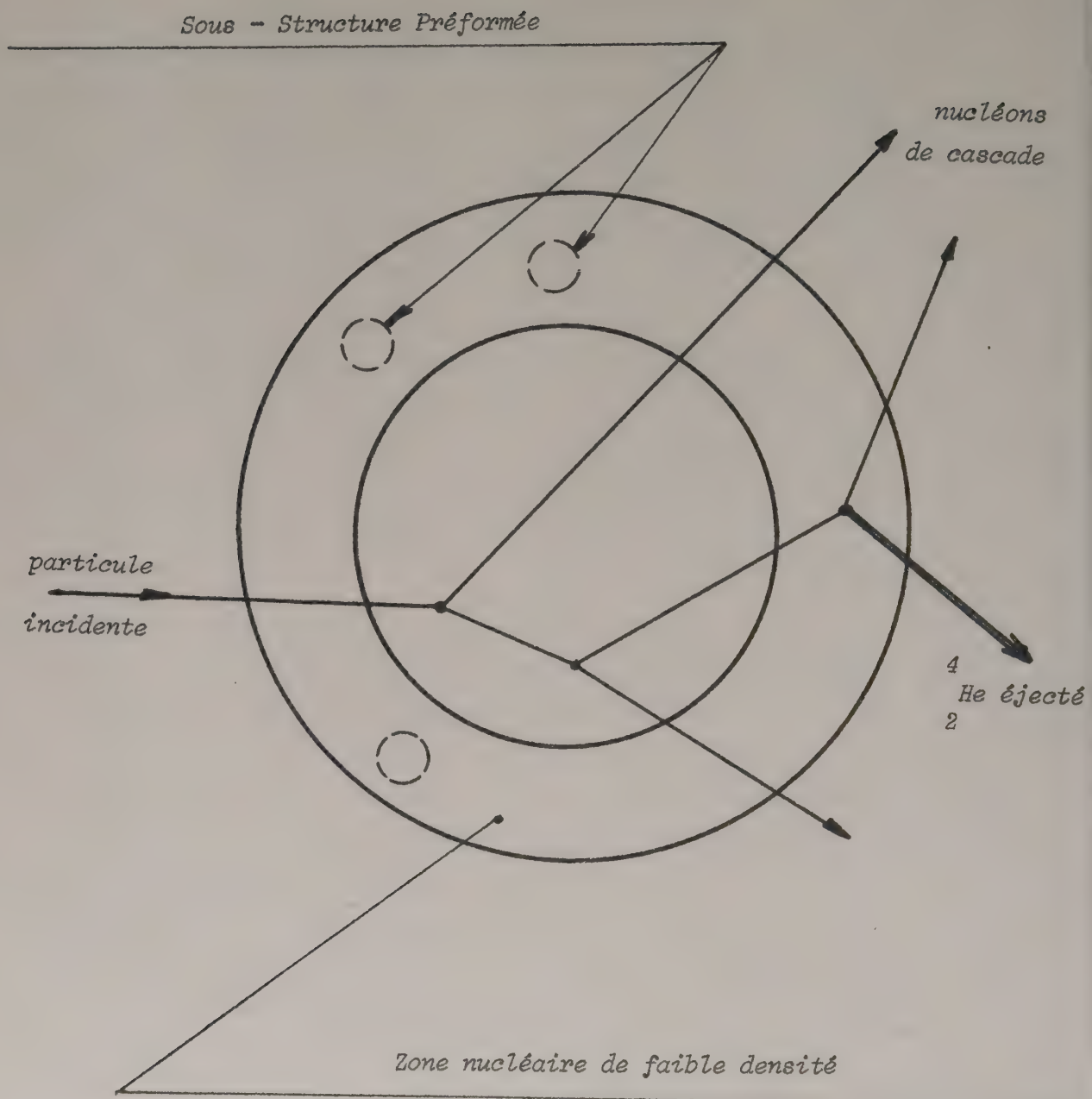


Fig. 7
Ejection de sous-structure

de l'évaporation. D'où, souvent, difficulté à les séparer, par exemple en faisant la différence des spectres dans les hémisphères avant et arrière, l'évaporation étant supposée dominer dans ce dernier.

Le processus d'éjection généralement proposé est le suivant (Figure 7)(103) : les nucléons de la cascade intranucléaire déclenchée par la particule incidente pénètrent dans la zone périphérique de moindre densité. Ils heurtent les groupements α qui sont éjectés par choc direct. Il faut tenir compte, dans la cinématique de ce choc, de la quantité de mouvement initiale de la sous-structure. La connaissance de celle-ci, des sections efficaces de diffusion nucléons- α , de la probabilité d'existence des groupements, et de la distribution des particules de cascade permet de calculer la forme des spectres finaux et des taux d'émissions. Ces derniers décroissent très rapidement avec l'énergie du noyau ^4He émis, à cause des très faibles valeurs des sections efficaces nucléons- α à grand transfert de quantité de mouvement. Aussi les calculs n'ont pas été effectués à plus de 80 MeV. Il n'est pourtant pas exclu, à priori, qu'une certaine proportion des hélions très énergiques observés expérimentalement puisse être produite de cette manière.

La comparaison avec l'expérience indique qu'à un instant donné, une partie considérable ($\sim 75\%$) des nucléons de la "peau" du noyau est groupée en sous-structures, et que l'énergie cinétique moyenne de celles-ci se situe autour de 10 MeV.

d) Conclusion

D'après les considérations précédentes, nous voyons que la présence de ^3He indique le "pick-up" tandis que celle de ^4He le groupement de nucléons préformé. L'idéal, pour connaître l'importance relative de ces deux processus serait donc la détermination du rapport $^3\text{He}/^4\text{He}$. Celle-ci est malaisée à haute énergie, quoique les progrès des détecteurs à jonction épais soient encourageants. La discrimination directe nous étant interdite nous avons dans la troisième partie, calculé les distributions finales, angulaires et en énergie, ainsi que les probabilités d'émission prévues par chacun des deux modèles, et tenté d'obtenir une conclusion par la comparaison avec nos résultats expérimentaux.

DEUXIEME PARTIE

DEUXIEME PARTIE

EXPERIENCE

Dans l'émulsion nucléaire, irradiée avec des protons de 580 MeV, et qui est utilisée à la fois comme cible et comme détecteur, les interactions proton-noyau apparaissent comme des "étoiles" : plusieurs traces partent d'un même point (Figure 8). L'on qualifie ces traces de "noires" ou de "grises" suivant leur densité d'ionisation.

Avant toute mesure, il faut explorer un certain volume d'émulsion pour repérer un nombre suffisant d'événements. C'est la phase de "dépouillement", décrite, ainsi que les conditions d'irradiation, dans le Chapitre I.

Nous avons repéré environ 800 événements présentant une trace d'hélium de parcours supérieur à 800 μ m, (ce qui correspond à une énergie supérieure à 50 MeV pour un ^4He et à 44 MeV pour un ^3He). Dans la suite de ce travail, nous appellerons ces particules "hélium de haute énergie" et leurs traces "traces (He)"

A côté de ces "événements (He)" , nous avons également repéré environ 800 événements témoins ("événements (T)"). Ceci à deux fins :

- Comparer les événements avec et sans hélium de grande énergie;
- Juger du bon accord avec l'expérience de certains calculs théoriques, particulièrement ceux de METROPOLIS, BIVINS, STORM, TURKEVITCH et FRIEDLANDER. Cet accord nous autorisera à prendre les valeurs et les distributions théoriques, pour certaines grandeurs physiques qui ne sont pas accessibles par la technique des émulsions. Cela est valable en parti-

THE HISTORY OF THE

AMERICAN

REPUBLIC

BY

JOHN F. JOHNSON, ESQ., OF NEW-YORK.
IN TWO VOLUMES.
THE FIRST VOLUME.
NEW-YORK: PUBLISHED BY J. JOHNSON, 1792.
AND SOLD BY ALL THE BOOKSELLERS IN THE UNITED STATES.

THE SECOND VOLUME.
NEW-YORK: PUBLISHED BY J. JOHNSON, 1792.
AND SOLD BY ALL THE BOOKSELLERS IN THE UNITED STATES.

THE THIRD VOLUME.
NEW-YORK: PUBLISHED BY J. JOHNSON, 1792.
AND SOLD BY ALL THE BOOKSELLERS IN THE UNITED STATES.

THE FOURTH VOLUME.
NEW-YORK: PUBLISHED BY J. JOHNSON, 1792.
AND SOLD BY ALL THE BOOKSELLERS IN THE UNITED STATES.



Fig. 8
Aspect d'une désintégration nucléaire dans l'émulsion
(d'après une microphotographie)

culier pour la distribution en quantité de mouvement des secondaires de haute énergie dans les événements témoins, distribution qui nous sera nécessaire par la suite dans nos calculs.

Le dépouillement des événements (T) est fait en volume, suivant la technique habituelle dans les émulsions. Au contraire, la rareté relative des événements (He) nous oblige à choisir un type particulier de dépouillement, plus rapide, mais qui impose des corrections importantes aux distributions expérimentales observées. Certaines catégories d'événements sont favorisées par ce dépouillement. Il en est tenu compte en assignant à chaque étoile (He) un poids statistique G calculé individuellement. (Chapitre II)

Après le dépouillement, des mesures sont effectuées sur chaque étoile des deux catégories (Chapitre III), portant surtout sur les distributions en nombre et en angle des branches. Les mesures en énergie ne sont possibles, dans nos conditions expérimentales, que pour les hélions de haute énergie.

L'un des inconvénients de l'émulsion nucléaire est la difficulté de connaître la nature du noyau cible dans une interaction, à cause de l'hétérogénéité du milieu. Nous avons défini (Chapitre IV) un critère qui nous permet de séparer nos événements en deux groupes, l'un provenant principalement des interactions dans les noyaux lourds de l'émulsion nucléaire, (Ag, Br), l'autre de celles dans les noyaux légers (C, N, O)

Enfin, nos résultats expérimentaux sont décrits dans le Chapitre V.

DEUXIEME PARTIE

EXPERIENCE

Chapitre I

Irradiation et dépouillement.....	p.36
§ 1. Irradiation	p.36
§ 2. Faisceau.....	p.37
§ 3. Dépouillement des événements témoins.....	p.38
§ 4. Dépouillement des événements avec hélions de grande énergie	p.39

Chapitre II

Corrections géométriques.....	p.43
§ 1. Principe de la pondération	p.43
§ 2. Rôle des seuils de détection	p.44
§ 3. Calcul pour un flux uniforme.....	p.46
§ 4. Calcul pour un flux non uniforme.....	p.47
§ 5. Gain d'événements.....	p.47
§ 6. Vérifications	p.48
§ 7. Calcul des incertitudes statistiques	p.49

Chapitre III

Mesures	p.50
§ 1. Classement des branches.....	p.50
§ 2. Mesures angulaires.....	p.51
§ 3. Mesures de parcours	p.52

Chapitre IV

Discrimination entre noyaux lourds et légers.....	p. 54
§ 1. Généralités.....	p. 54
§ 2. Distinction d'après les branches "courtes".....	p. 54
§ 3. Notre critère.....	p. 56

Chapitre V

Résultats expérimentaux.....	p. 58
§ 1. Sections efficaces.....	p. 59
§ 2. Distributions des branches "noires".....	p. 60
§ 3. Distributions des branches "grises".....	p. 61
§ 4. Distributions des branches (He).....	p. 64
§ 5. Corrélations angulaires entre branches.....	p. 64

Chapitre I

IRRADIATION ET DEPOUILLEMENT

§ 1. Irradiation

Notre empilement d'émulsions comprenait 50 pellicules ILFORD K 5, sans support de verre, d'épaisseur 600µm chacune, de dimensions latérales 15 x 15 cm, maintenues serrées ensemble par un système de presse (Figure 9). Les bords de cet empilement ont été fraisés et serviront par la suite de repères.

Les particules incidentes - protons de 580 MeV - ont été fournies par le synchro-cyclotron à protons du CERN, les pellicules étant irradiées parallèlement à leur surface. Les émulsions étaient placées à une dizaine de mètres de la sortie de l'accélérateur afin d'avoir un faisceau assez large. L'intensité de celui-ci a été contrôlée avant l'expériences au moyen d'émulsions-test développables rapidement, et pendant l'expérience par un compteur à scintillation. La contamination en mésons π , mesurée par d'autres utilisateurs du faisceau, était négligeable.

Le flux moyen a été de $3,8 \cdot 10^5$ particules.cm⁻², pour 25 minutes d'irradiation. C'est une valeur élevée pour des émulsion sensibles au minimum d'ionisation, mais elle était imposée par la faible section efficace des phénomènes étudiés.

Après exposition, l'empilement a été démonté, chacune des pellicules recevant un numéro d'ordre et la photographie d'une grille de repérage sur une de ses faces. Les mailles de cette grille ont 1mm de côté, et portent deux cotes. La position en est déterminée par les bords fraisés de l'émulsion. On a ainsi sur chaque plaque un système de coordonnées permettant de retrouver sans trop de difficulté une trace d'une émulsion dans la suivante.

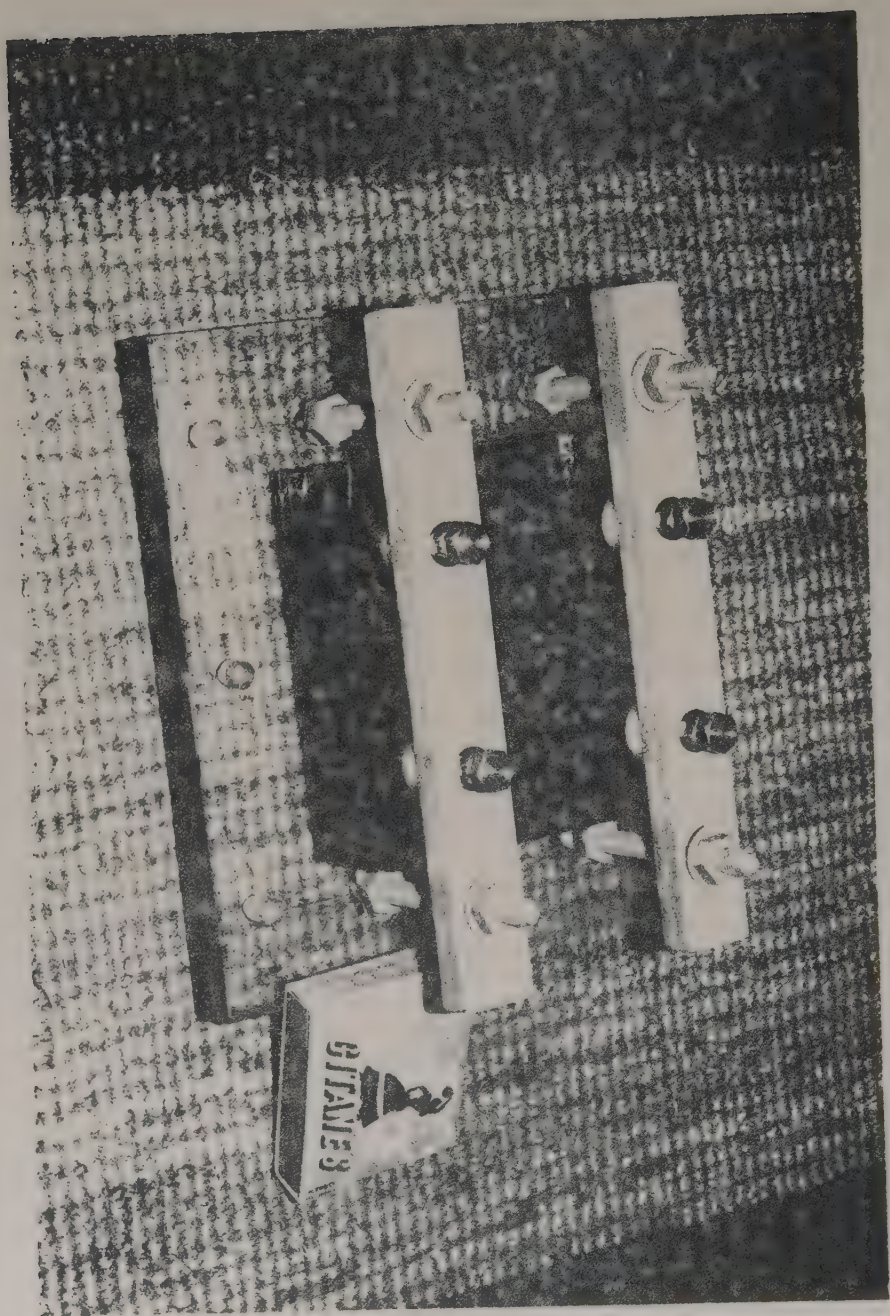
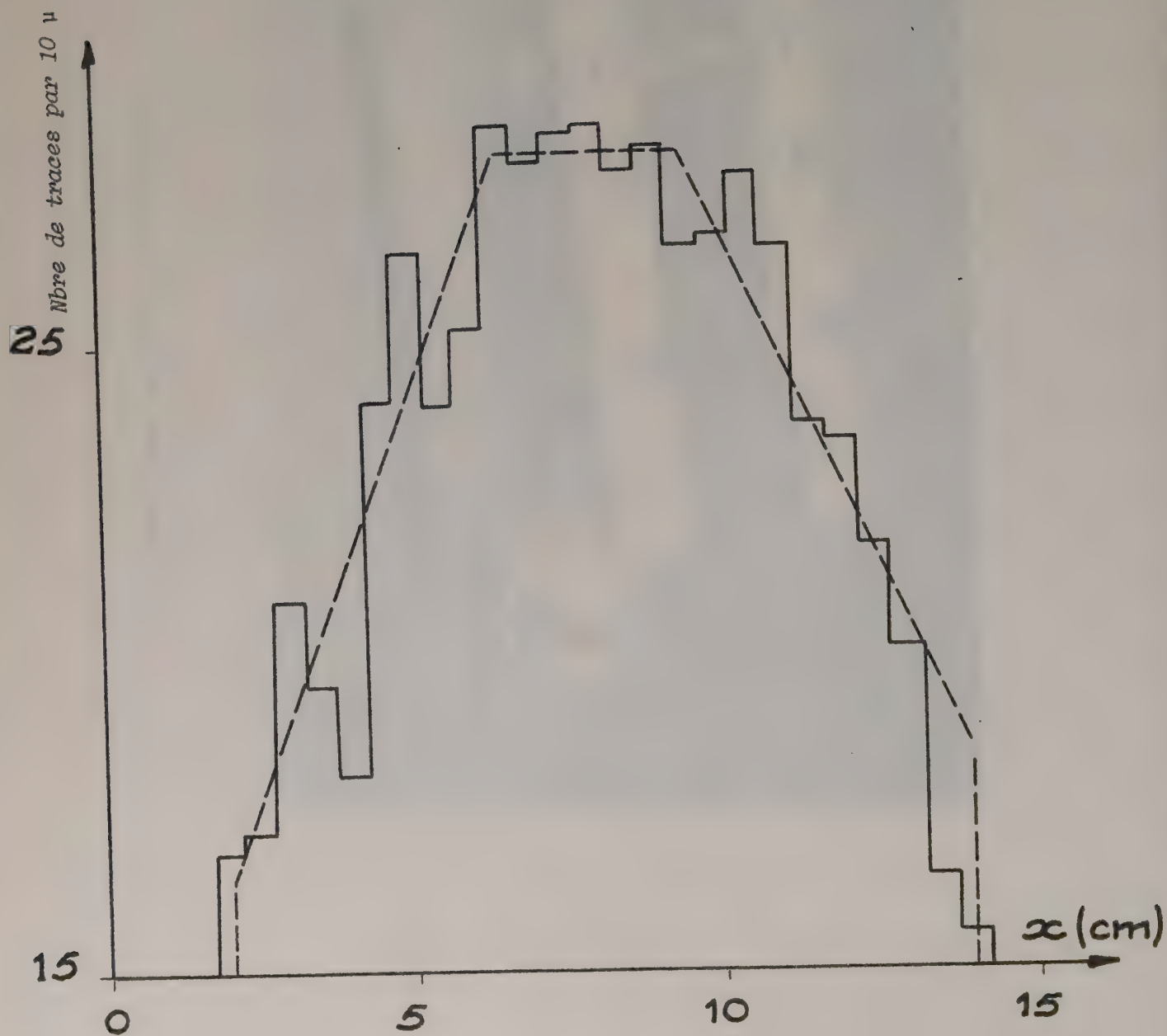


Fig. 9 L'empilement d'émulsions avant irradiation

Fig. 10
Intensité du faisceau



Les émulsions furent ensuite collées sur verre, la grille en dessous, puis développées au Laboratoire de Physique Nucléaire de Clermont-Ferrand, par la méthode dite "à deux températures", avec stade chaud à 24°C. Le principe en est le suivant : d'abord, imprégnation à froid (8°C.) par le révélateur, inactif à cette température ; ensuite, l'émulsion, imprégnée dans sa masse est sortie du bain et portée à 24°C. Le développement obtenu ainsi est homogène, les temps de pénétration ne jouant pas.

Etant données les dimensions de notre cuve, le développement a dû être fait en deux fois. Au cours du fixage a lieu une forte contraction de l'émulsion, par suite de l'élimination de l'Ag Br ; après séchage, l'épaisseur n'a plus que 40 % de sa valeur initiale. Il faut bien entendu en tenir compte dans les mesures. Chaque fois que nous donnerons une dimension dans l'émulsion, il s'agira de la valeur initiale, sauf spécification contraire.

§ 2. Faisceau

A l'entrée de l'empilement, les trajectoires des particules incidentes sont parallèles à mieux de 1° près, et leur énergie est de 580 MeV. En pénétrant dans l'émulsion, le faisceau se dégrade ; outre les particules qui interagissent brutalement, son angle moyen de divergence augmente de 0,5° par cm (par suite de la diffusion coulombienne multiple) et l'énergie moyenne diminue de 7 MeV/cm (perte par ionisation). Les zones de travail doivent donc être prises aussi près que possible du bord d'entrée. Nous avons choisi nos aires de dépouillement de sorte que les événements étudiés soient à moins de 3cm. de celui-ci. L'énergie moyenne incidente à prendre en considération pour notre travail est :

$$\overline{E}_0 = 570 \pm 5 \text{ MeV.}$$

Une cartographie du faisceau a été faite, par comptage de traces dans les six plaques régulièrement espacées, comptage portant sur environ 50 000 traces au total. La figure 10 montre la variation d'intensité dans

une des émulsions : sensiblement constante au centre, se dégradant sur les bords. L'unité d'intensité employée est le nombre de traces par $10\mu\text{m}$ sur toute l'épaisseur ($600\mu\text{m}$).

Le tracé de ces courbes était nécessaire en vue des corrections géométriques inhérentes à la nature du dépouillement. Nous verrons en effet que celles-ci demandent la connaissance de l'intensité d'irradiation, non seulement dans le volume de dépouillement, mais autour de celui-ci. Pour faciliter le maniement analytique, des trapèzes ont été ajustés sur les histogrammes (Figure 10).

§ 3. Dépouillement des événements-témoins

Ce dépouillement a été effectué en volume, dans la plaque N° 35 sur $2,24\text{ cm}^2$. 1468 étoiles issues de protons du faisceau ont été repérées. Une partie seulement de ce matériel (environ 800 événements) a été utilisée.

L'appareillage d'analyse comprenait un microscope Leitz, type ortholux, avec oculaires 10X et objectif 53X. On obtient ainsi un fort grossissement (double de celui généralement employé dans ce type de travail). Nous l'avons utilisé, malgré le travail beaucoup plus long et fastidieux qu'il demande, afin de garantir une plus grande efficacité de détection.

Les événements ne comportant pas une trace "entrante" d'ionisation égale à celle des primaires et alignée à mieux de 3° avec ceux-ci étaient éliminés, afin d'écarter les étoiles produites par des secondaires.

Nous avons contrôlé l'efficacité en évaluant le libre parcours moyen des protons de 570 MeV de deux façons différentes :

a) par mesure de l'atténuation du faisceau dans l'émulsion, en faisant deux comptages, à l'entrée et à la sortie de l'empilement ; nous obtenons :

$$\lambda = 38,4 \pm 2\text{ cm}$$

b) d'après le nombre d'événements par unité de volume, connais-

sant l'intensité incidente. Nous trouvons :

$$\lambda = 37,5 \pm 1 \text{ cm.}$$

L'erreur indiquée dans les deux cas est statistique, et correspond à un écart-type.

Une perte d'événements par manque d'efficacité avait entraîné une augmentation de λ dans le 2ème cas. Comme il n'en est rien, nous pouvons prendre l'efficacité égale à l'unité pour la détection des événements (T).

Les sections efficaces proton-noyau ne varient pratiquement pas avec l'énergie incidente entre 300 MeV et plusieurs GeV (106), malgré les fortes variations des sections efficaces élémentaires dans ce domaine. Nous ne comprenons pas dans nos événements ceux qui apparaissent comme une simple diffusion du proton incident.

Nous avons calculé, d'après notre valeur de λ , la section efficace géométrique moyenne pour un noyau de l'émulsion :

$$\bar{\sigma} = 1/N\lambda = 0,333 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$$

N étant le nombre de noyaux par cm^3 d'émulsion.

Nous avons également calculé $\bar{\sigma}$ à partir des résultats expérimentaux de CHEEN et coll. (106) obtenus à 850 MeV avec des compteurs et trouvé :

$$\bar{\sigma} = 339 \text{ mb.}$$

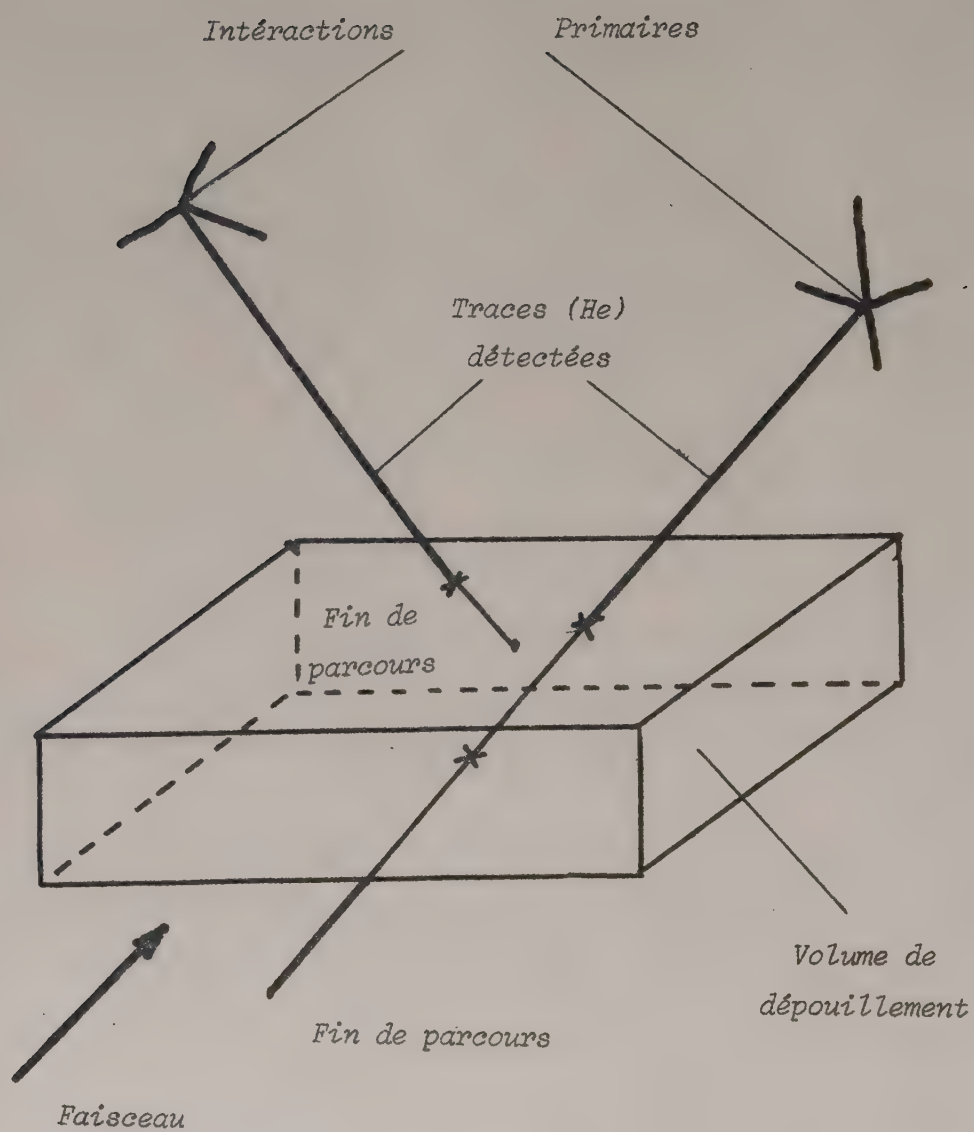
Les deux valeurs sont en très bon accord, et ceci confirme la validité de notre dépouillement, ainsi que la non-contamination du faisceau en pions et en muons.

§ 4. Dépouillement des événements avec hélions de haute énergie

a) Technique de dépouillement

Les traces de charges 2 ont un aspect caractéristique entre 40 et 200 MeV environ : elles sont rectilignes, fortement ionisées ("traces

Fig. 11
Dépouillement des événements (He)



noires") et présentent des électrons de choc de quelques KeV (rayon δ) nombreux, permettant de les distinguer visuellement des traces de charge 1.

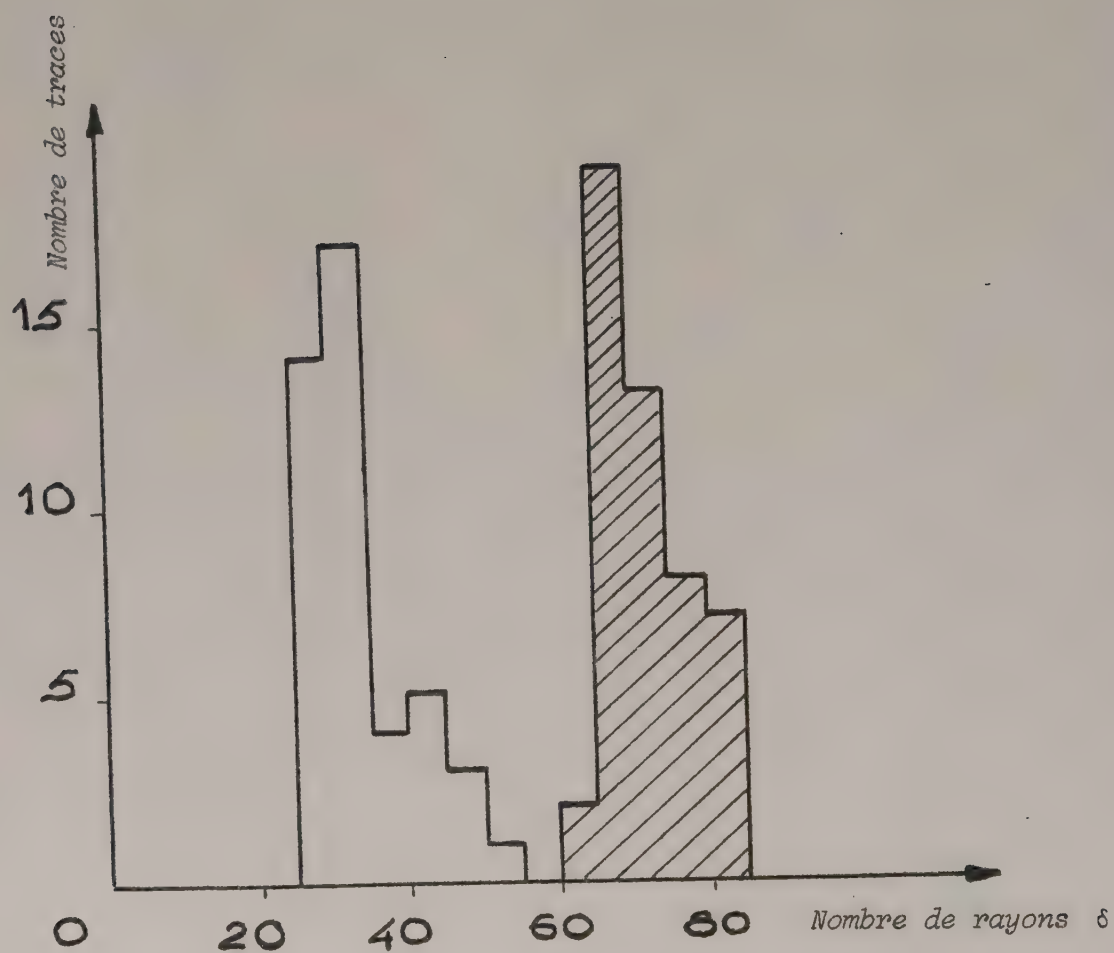
Une technique de dépouillement très différente de la précédente a été employée. Nous avons exploré un volume de dépouillement, délimité par un rectangle de 2×8 cm dans la plaque 26 (donc l'équivalent de $0,96 \text{ cm}^3$ d'émulsion vierge). Cette zone était située à environ 1 cm du bord d'entrée du faisceau . Toutes les traces correspondant à des charges 2 étaient repérées et suivies de part et d'autre jusqu'à, suivant les cas, l'étoile mère, la fin de parcours ou la sortie de la plaque 26. Dans ce dernier cas, en une deuxième étape, les traces étaient remontées de plaque en plaque à travers l'empilement, jusqu'à l'arrêt, ou l'interaction primaire.

Le principal avantage de cette méthode est que les hélions de haute énergie, donc de long parcours, sont très favorisés. Sont enregistrés en effet non seulement ceux qui prennent naissance dans le volume dépouillé, mais aussi d'autres venant de son entourage (Figure 11) On verra (Chapitre III) que le gain obtenu peut être d'un facteur 10 par rapport à un dépouillement classique. De plus, ce dernier ne permet pas de repérer les particules He de plus de 200 MeV qui ne peuvent être distinguées directement des traces de charge 1 que par des mesures ; cette méthode n'est pas statistiquement valable. Avec la "remontée" des traces, par contre, il est possible de repérer de telles particules, la détection pouvant se faire loin de l'étoile mère, où les particules secondaires ont une énergie plus faible.

Les inconvénients résident surtout dans les corrections à faire. En plus des facteurs purement géométriques, il faut tenir compte à priori de la forme et de l'intensité du faisceau dans une bonne partie de l'empilement. Certains angles et les grandes énergies sont favorisées ; les distributions obtenues ne seront pas les vraies. Ces corrections seront traitées au chapitre suivant.

Une fois l'étoile mère repérée, l'on applique les mêmes critères que pour les événements (T) sur la particule incidente. Les hélions de parcours inférieurs à $830 \mu\text{m}$ (énergie plus petite que 50 MeV pour un ^4He) sont rejetés.

Fig. 12
Comptage de rayons δ sur les helions



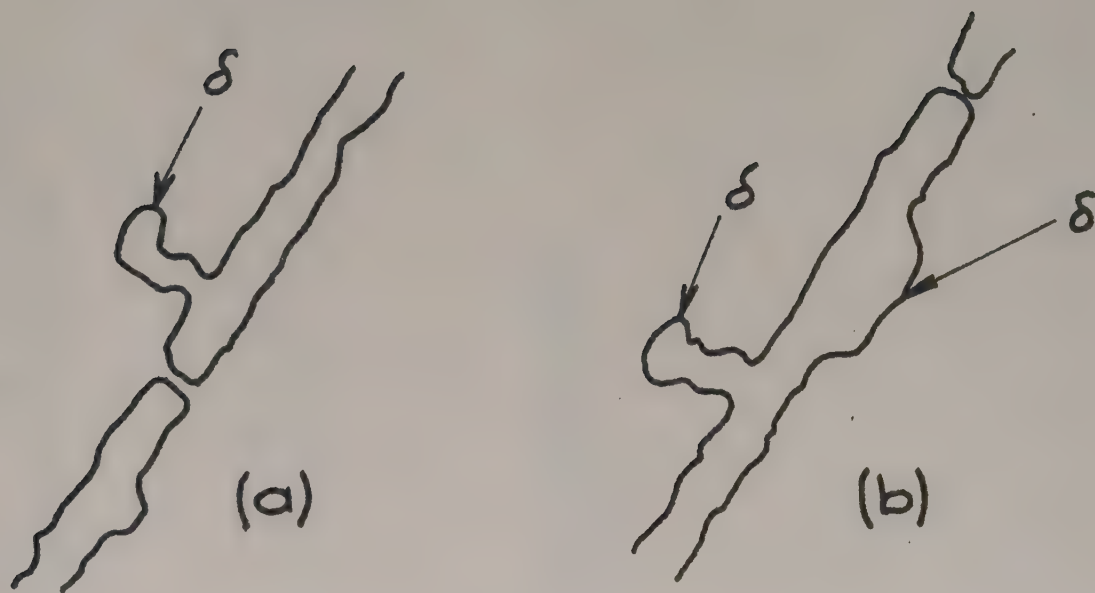


Fig. 13

Critère d'identification des
rayons δ

Environ 800 événements ont été ainsi retenus.

b) Contrôle de la sélection visuelle.

La valeur de la distinction visuelle directe entre charges 1 et 2 a été contrôlée par un comptage de rayons δ . En théorie, le nombre de ceux-ci est proportionnel au carré, Z^2 , de la charge. En pratique, surtout avec des faisceaux intenses - comme c'était le cas - le bruit de fond de l'émulsion en électrons de faible énergie induit de nombreux faux δ le long des traces, et la différence est moins grande. Elle est quand même très nette (Figure 12). La partie hachurée de l'histogramme correspond aux traces classées à vue comme charge 2. Le reste de l'histogramme correspond à des charges 1 identifiées par relation parcours-ionisation.

Le comptage était fait entre 500 et 1500 μm à partir de la fin du parcours ; les critères choisis pour identifier un rayon δ le long de la trace mère étaient les suivants :

- soit présence d'une aspérité ayant une hauteur au moins égale à 1,5 fois l'épaisseur de la trace, et d'épaisseur quelconque (Figure 13, a)
- soit aspérité ayant une hauteur égale à l'épaisseur moyenne sur une longueur d'au moins 3 fois celle-ci, et pouvant être interprétée comme un rayon δ rabattu le long de la trace (Figure 13, b)

c) Pertes

Plusieurs facteurs peuvent amener des pertes :

1° Traces ayant un faible parcours dans le volume de dépouillement. Elles sont issues d'étoiles se trouvant près du fond ou de la surface de l'émulsion. Une évaluation de ces pertes a été faite en comparant la densité d'étoiles (He) dans ces régions avec la densité observée à mi-épaisseur. Il est nécessaire d'introduire pour les événements (He) du volume de dépouillement, un facteur correctif

$$\chi = 1,12$$

2° Les traces plongeantes, sur lesquelles les rayons δ peuvent être alors difficiles à discerner.

Soit α l'angle entre le plan contenant la trace (He) et son primaire d'une part, avec la normale à l'émulsion d'autre part (Figure 14)

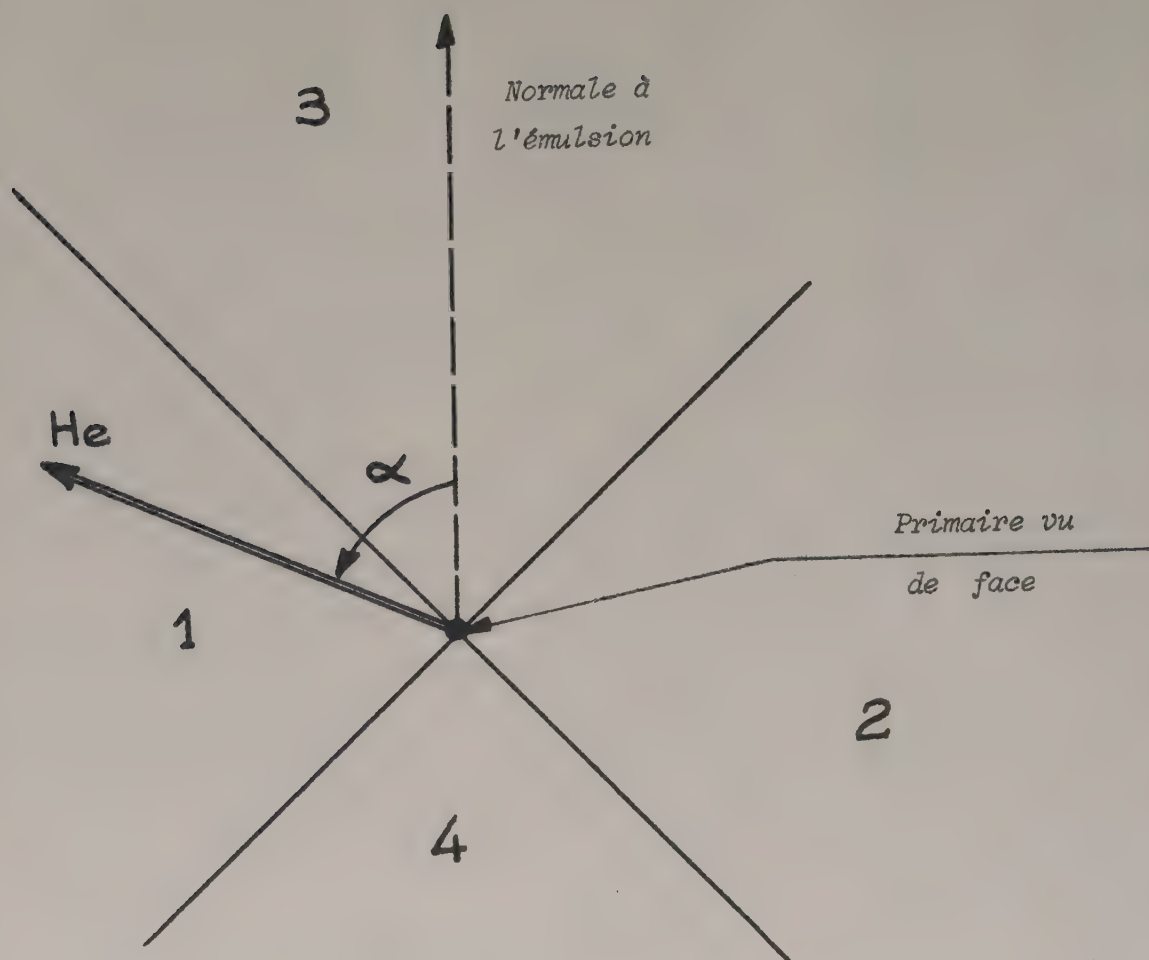


Fig. 14

Dans le volume de dépouillement, en l'absence de biais systématiques, la distribution de α doit être équirépartie.

On doit donc observer le même nombre de branches dans les quadrants latéraux et verticaux. Une perte sur les branches plongeantes entraînera un défaut dans les quadrants 3 et 4. Expérimentalement, on trouve :

Quadrants latéraux : 176 traces (He)

Quadrants verticaux : 162 traces (He)

La différence n'est pas significative statistiquement . Nous négligeons donc ce type de correction.

Chapitre II

CORRECTIONS GEOMETRIQUES

§ 1. Principe de la pondération

Soit (Figure 15) $OPQR O'P'Q'R'$ le parallélépipède rectangle correspondant au volume v dans lequel est fait le dépouillement. Ox est la direction du faisceau, Oz la normale au plan de l'émulsion.

Une trace (He) issue d'une étoile est caractérisée par sa longueur R , son angle θ avec les traces primaires et l'angle α entre le plan d'émission et l'axe Oz .

Construisons sur le volume de dépouillement deux parallélépipèdes en portant les segments $P'B'$, $O'A'$, PB , OA , RD , QC , de longueur R , et de direction définie par $\pi - \theta$ et $\pi - \alpha$. Soit V leur volume.

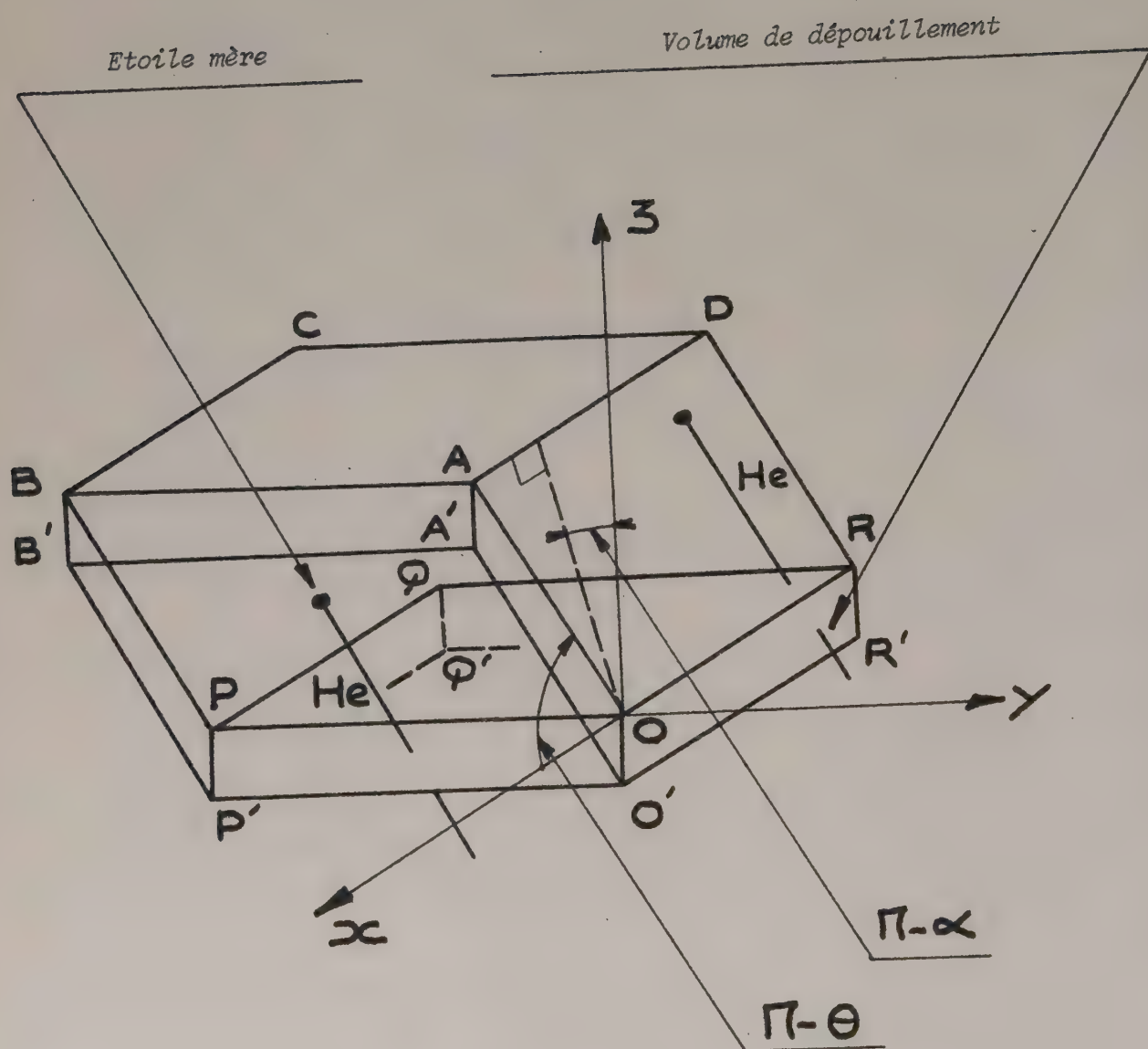
Toutes les traces (He) de longueur et de direction définies par R , θ et α et qui prennent naissance dans les volumes V et v sont donc détectées. Toutes celles prenant naissance en dehors ne le sont pas.

Nous ne construisons que deux tels volumes ; en toute rigueur, il en faudrait un troisième, pour tenir compte des entrées de traces (He) dans v par les faces latérales : l'expérience prouve qu'elles peuvent être négligées.

La probabilité d'existence d'une étoile (He) dans un volume élémentaire $dx dy dz$ est proportionnelle à l'intensité $I(y, z)$ du faisceau au point correspondant (nous négligeons la variation suivant Ox).

Le nombre total d'événements repérés dans v et V par rapport à celui qui eut été trouvé uniquement dans v par un dépouillement classique est donc :

Fig. 15



$$\frac{1}{G(R, \theta, \alpha)} = \frac{\int_{V+v} I(y, z) dx dy dz}{\int_v I(y, z) dx dy dz} = 1 + \frac{\int_V I(y, z) dx dy dz}{\int_v I(y, z) dx dy dz}$$

Nous ramènerons donc les distributions obtenues pour $V + v$, quelles que soient leur nature, (nombre de branches, énergie, angles...) à celles correspondant au volume v , c'est-à-dire à un dépouillement ordinaire sans corrections géométriques, en affectant chaque événement d'un coefficient de pondération $G(R, \theta, \alpha)$, au lieu du poids unité habituel. Ce coefficient devra bien sûr être calculé pour chaque événement (He).

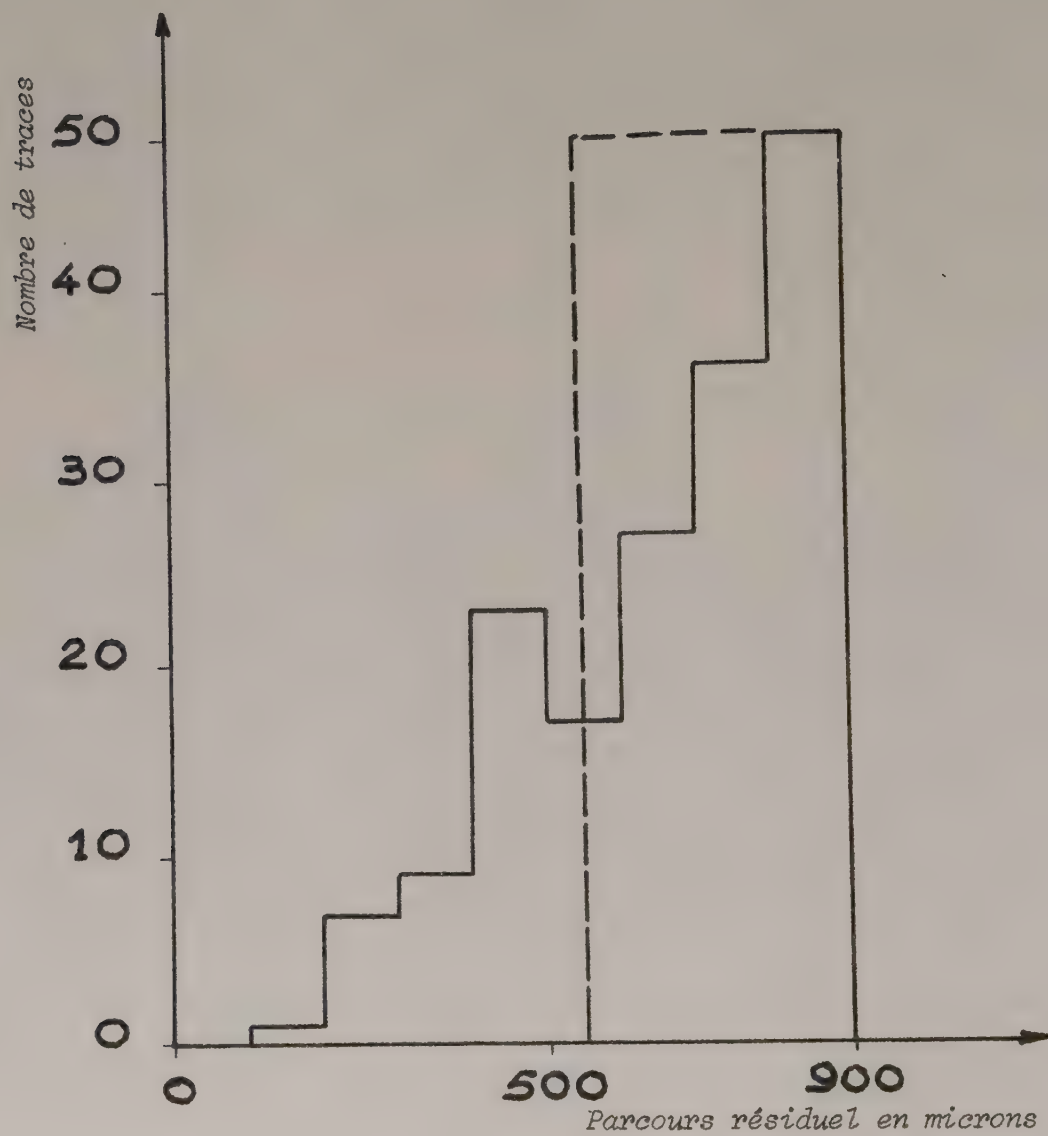
§ 2. Rôle des seuils de détection.

Nous avons supposé, jusqu'à présent, dans nos calculs, qu'une trace d'hélium était reconnaissable, et pouvait être distinguée d'une trace de particule de charge unité, quelle que soit son énergie. Ce n'est pas exact. En-dessous d'une énergie de 50 MeV environ (correspondant à un parcours résiduel de 800 μm) l'efficacité de la détection visuelle baisse et ne peut plus être prise comme étant égale à l'unité. De même, au-dessus de 200 MeV les traces (He) sont difficiles à distinguer de celles des deutons et tritons, et une proportion notable échappe à l'observation. Pour tenir compte globalement de ces faits, nous supposons qu'une trace (He) ne peut être identifiée visuellement que si, pour la portion de la trace observée, le parcours résiduel est compris entre deux valeurs R_1 et R_2 que nous appellerons seuils inférieur et supérieur de détection.

a) Mesure du seuil inférieur de détection R_1

Considérons les traces (He) ayant un parcours résiduel inférieur à 900 μm dans le volume de dépouillement (émulsion n° 26) et un parcours total supérieur à cette valeur. S'il n'y avait pas de pertes, c'est-à-dire si l'efficacité du microscopiste était de 100 %, la dis-

Fig. 16
Parcours résiduels dans le volume de dépouillement



tribution des parcours résiduels de ces traces dans la plaque N° 26 serait uniforme entre 0 et 900 μ m. Cela n'est pas observé (Figure 16). Il y a donc des pertes. En supposant que l'efficacité de détection soit de 100 % entre 800 et 900 μ m, nous nous rendons compte que seulement 30 % des traces vues à moins de 800 μ m de leur fin de parcours sont identifiées par l'observateur comme étant dues à des particules de charge 2. Nous en tenons compte en utilisant un seuil inférieur moyen de détection :

$$R_1 = 550\mu\text{m}$$

calculé en admettant que toutes les particules de charge 2 ayant un parcours supérieur à cette valeur sont détectées et les autres perdues.

Cela revient donc à substituer à la distribution réelle d'efficacité en fonction du parcours résiduel (Histogramme de la Figure 16) une distribution "carrée" (pointillé)

b) Détermination du seuil supérieur de détection

Quand l'énergie de l'hélium augmente, le nombre de rayons δ diminue, la trace commence à présenter des lacunes, et vers 9000 μ m de parcours résiduel (énergie ~ 200 MeV), il est difficile de la distinguer de celle d'une particule de charge 1. La valeur moyenne de ce seuil supérieur de détection n'est pas calculable comme précédemment.

Nous avons dû, par examen d'un échantillon de traces de géométrie convenable le fixer empiriquement à

$$R_2 = 8000\mu\text{m} \pm 1000\mu\text{m}$$

cette imprécision entraîne une incertitude dans les corrections géométriques, imprécision qui sera cependant inférieure à celle d'origine statistique.

c) Prise en considération de R_1 et R_2 dans les corrections géométriques.

Si $R < R_2$, il n'y a pas de modification, mis à part que :

$$DR = OA = O'A' = BP \dots = R - R_1$$

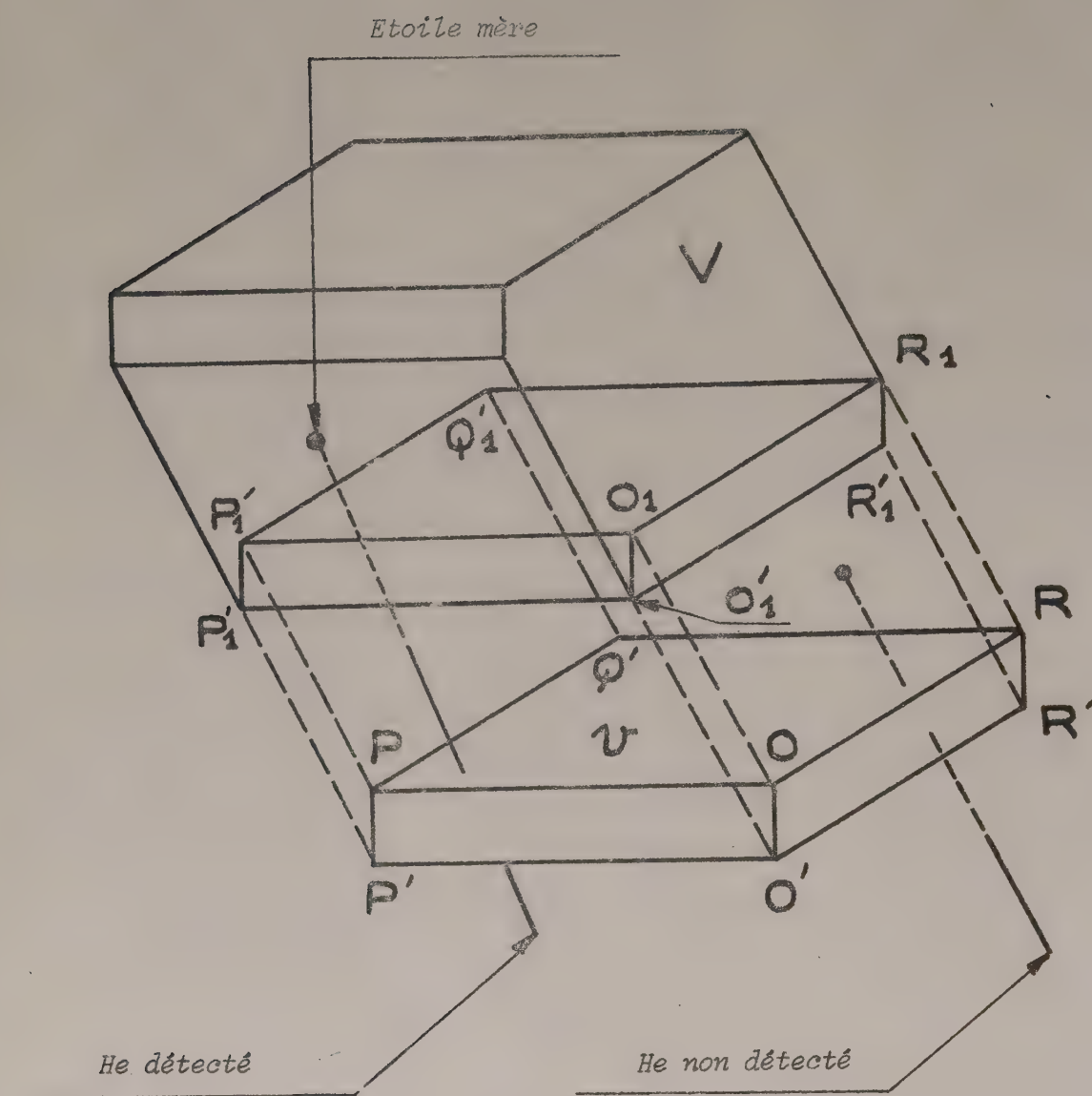


Fig. 17

Si $R < R_2$, l'hélium ne sera détectable par sa trace qu'entre les valeurs R_1 et R_2 de son parcours résiduel, ce qui donne à V l'allure indiquée par la figure 18, avec :

$$P'P'_1 = PP_1 = O'O'_1 = \dots = R_2 - R_1$$

Soit v' le volume $O_1 P_1 Q_1 R_1 O'_1 P'_1 Q'_1 R'_1$, qui est le translaté de v à une distance $R - R_2$ dans la direction définie par θ et α . La valeur de $G(R, \theta, \alpha)$ donnée au paragraphe 1. (Formule 12) sera simplement modifiée dans ce cas en

$$G(R, \theta, \alpha) = \frac{\int_v I(y, z) dx dy dz}{\int_{V+v'} I(y, z) dx dy dz} \quad (13)$$

§ 3. Calcul pour un flux uniforme

I ne dépend plus de y et z , et l'on a immédiatement

$$G(R, \theta, \alpha) = \frac{v}{V + v}$$

Si a, b, e , sont les dimensions du volume de dépouillement :

$$a = OR \quad ; \quad b = OP \quad ; \quad e = OO'$$

le volume V' du parallélépipède $OO'AA'BB'$ est (Figures 15 et 17)

$$\begin{aligned} V' &= \overline{OA} |\cos \theta| eb \\ &= (R - R_1) |\cos \theta| eb \quad \text{si } R < R_2 \\ &= (R_2 - R_1) |\cos \theta| eb \end{aligned}$$

De même pour $OPQRABCD$:

$$\begin{aligned} V'' &= \overline{OA} |\sin \theta \cos \alpha| ab \\ &= (R - R_1) |\sin \theta \cos \alpha| ab \quad \text{si } R < R_2 \\ &= (R_2 - R_1) |\sin \theta \cos \alpha| ab \quad \text{si } R > R_2 \end{aligned}$$

Ce qui donne pour $G = v/(V' + V'' + v)$

$$\begin{aligned} G(R, \theta, \alpha) &= \left\{ \frac{\sin \theta}{\theta} |\cos \alpha| + \frac{|\cos \theta|}{c} (R - R_1) + 1 \right\}^{-1} & \text{si } R < R_2 \\ G(R, \theta, \alpha) &= \left\{ \frac{\sin \theta}{\theta} |\cos \alpha| + \frac{|\cos \theta|}{c} (R_2 - R_1) + 1 \right\}^{-1} & \text{si } R > R_2 \end{aligned} \quad (14)$$

avec $c = ab$.

§ 4. Calcul pour un flux non uniforme

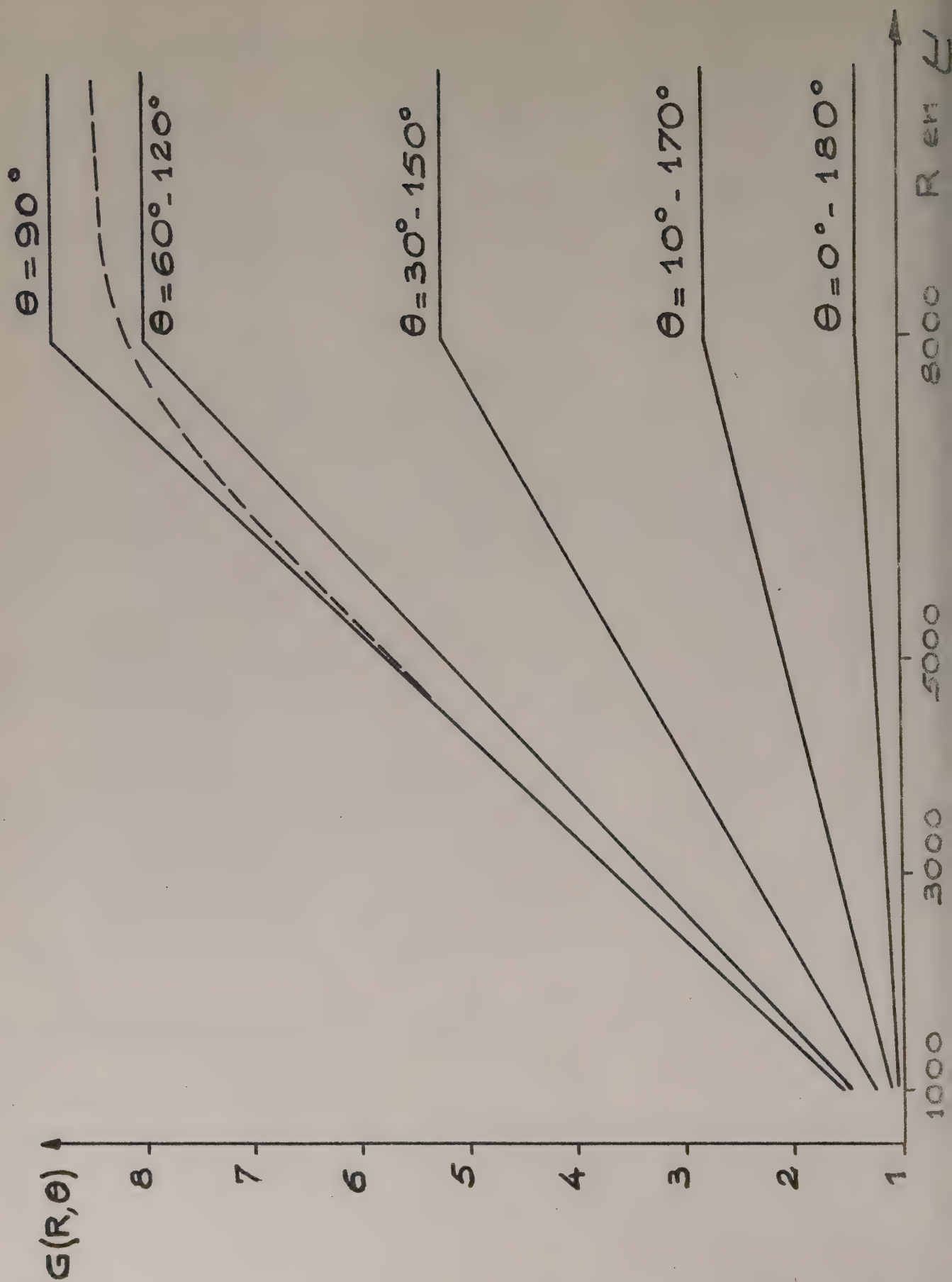
Il faut tenir compte dans ce cas de l'intensité du faisceau en chaque point. Malgré la représentation en trapèze adoptée (Figure 10) pour faciliter le maniement analytique, les calculs sont très fastidieux, et les résultats pratiquement identiques à ceux obtenus en supposant le flux constant. Ceci paraît surprenant à première vue, cette dernière condition n'étant visiblement pas remplie. En fait, la plus grande partie du volume de dépouillement est dans la zone centrale, d'intensité sensiblement uniforme, et la décroissance latérale est quasi-linéaire. Le résultat obtenu s'explique donc très bien.

La seule divergence valable (inférieure à 10 % cependant) se constate pour R grand, mais elle est du même ordre que les incertitudes statistiques dans ce domaine et ne concerne qu'une proportion faible de l'ensemble des événements. Nous avons donc finalement calculé $G(R, \theta, \alpha)$ d'après un flux uniforme.

§ 5. Gain d'événements par rapport à la méthode normale.

Les distributions de R et θ sont liées à l'énergie et naturellement à l'angle d'émission de l'hélium. Elles ne sont donc pas connues a priori, et ne sont probablement pas indépendantes. Par contre, la distribution de α peut être supposée équirépartie.

Fig. 18 - Facteur de gain du dépouillement par rapport à la méthode classique.



Nous appelons "facteur de gain" pour R et θ donnés, le rapport $Q(R, \theta)$ du nombre d'événements détectés, à celui des événements qui se trouvent dans le volume de dépouillement (même si ces derniers ne sont pas tous visibles : cas des énergies supérieures à 200 MeV)

$$Q(R, \theta) = \left\langle \frac{1}{G(R, \theta, \alpha)} \right\rangle = \frac{1}{2\pi} \int \frac{d\alpha}{G(R, \theta, \alpha)}$$

$$\text{soit :} \quad Q(R, \theta) = 1 + \left(\frac{2}{\pi e} \sin \theta + \frac{|\cos \theta|}{c} \right) (R - R_1) \quad R < R_2$$

$$Q(R, \theta) = 1 + \left(\frac{2}{\pi e} \sin \theta + \frac{|\cos \theta|}{c} \right) (R_2 - R_1) \quad R \geq R_2$$

En pratique, dans le 2ème cas, $Q = \infty$: les traces d'hélium de plus de 200 MeV sont très difficiles à voir à proximité de l'étoile mère.

La figure 18 donne $Q(R, \theta)$ pour quelques valeurs de θ . La courbe en pointillé est obtenue en tenant compte de la répartition réelle du faisceau, pour $\theta = 90^\circ$; V est maximum : la non-uniformité de $I(y, z)$ joue donc au maximum. Nous voyons que le gain peut atteindre un facteur 8, en ne tenant compte que de la géométrie. En fait, la difficulté de détection visuelle pour des traces de haute énergie le rend bien plus considérable pour celles-ci.

Dans toutes ces corrections, les traces (He) ont été considérées comme rectilignes, pour un parcours résiduel supérieur à 550 μm . Les interactions secondaires, très peu nombreuses, ont été négligées.

§ 6. Vérification

Si les corrections géométriques sont bonnes, les mêmes distributions doivent être obtenues pour les étoiles (He) comprises dans le volume de dépouillement sans pondération, d'une part, et pour l'ensemble des événements avec pondération, d'autre part. Il faut bien entendu,

Fig. 19
Angle d'émission des hélions

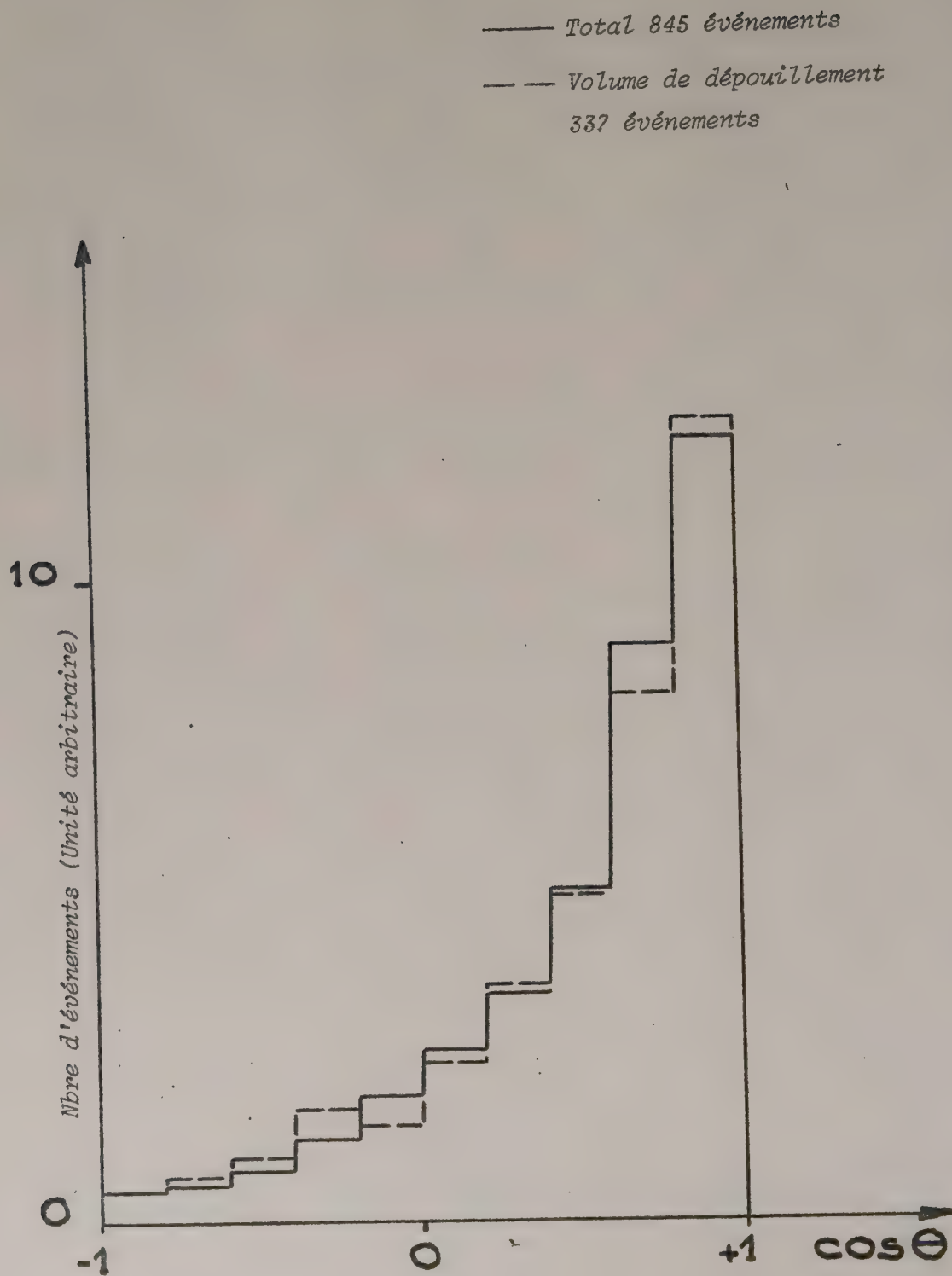
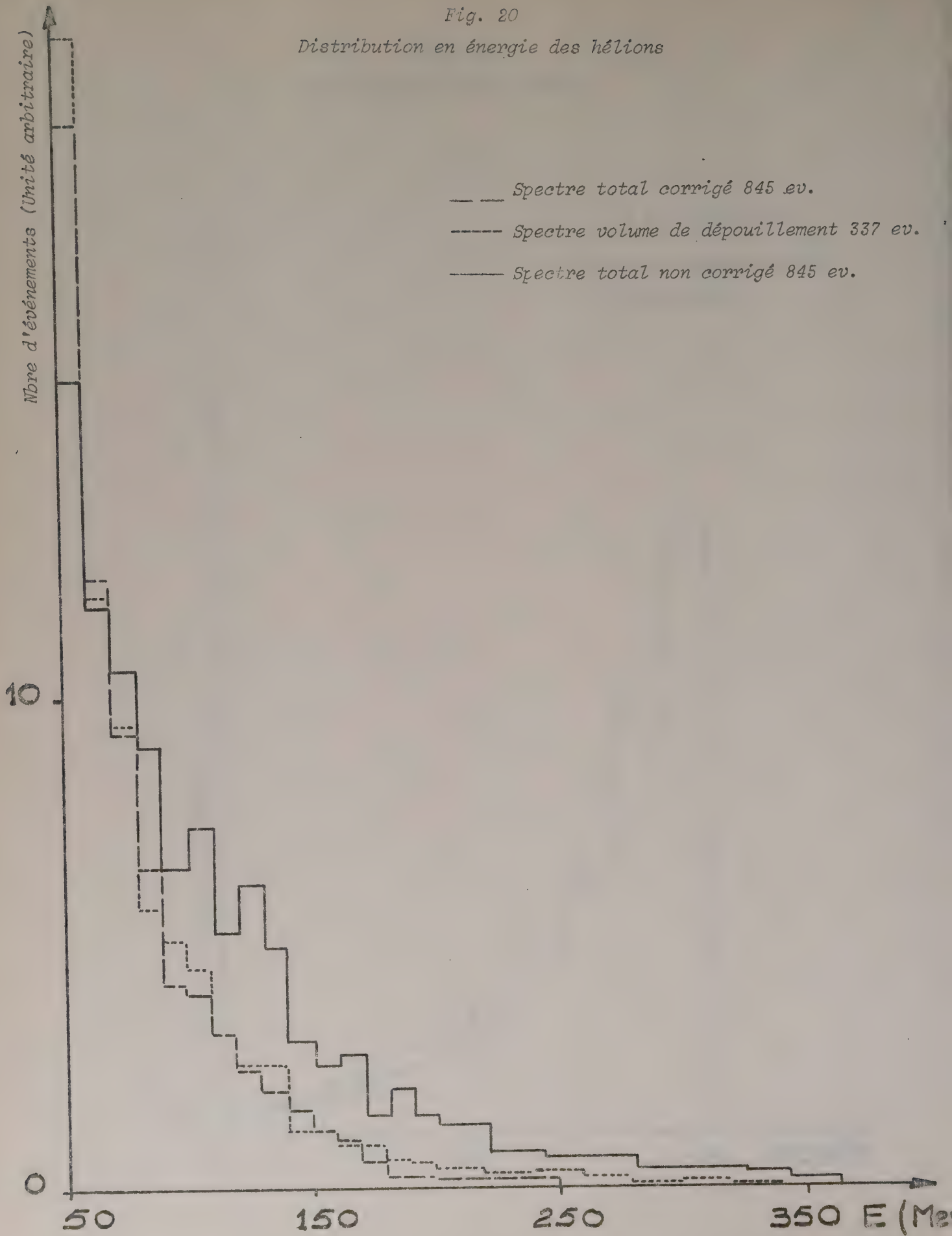


Fig. 20

Distribution en énergie des hélions



tenir compte du coefficient d'efficacité χ déjà défini.

La figure 19 donne la distribution de l'angle d'émission θ par rapport à la direction du primaire, dans les deux cas. L'accord est très satisfaisant (Les deux histogrammes n'ont pas été normalisés).

De même, la figure 20 représente les distributions en énergie. La distribution totale non corrigée est également figurée et donne une idée de l'importance des corrections. Pour tracer ces histogrammes, nous avons supposé avoir à faire à l'isotope 4 de l'hélium. L'accord est bon, tout comme pour les distributions angulaires. Il n'y a de différence nette qu'à partir de 180 MeV, comme il était prévisible (Hélions non différenciables des charges 1 dans le volume de dépouillement).

§ 7. Incertitudes statistiques

Dans notre travail, les fluctuations d'énergie statistique dominent largement dans l'ensemble, par rapport aux erreurs expérimentales. Toutes nos mesures se ramènent à un comptage d'événements répondant à certaines caractéristiques : par exemple, les énergies ou les angles, compris entre certaines limites. On se réfère donc à la loi de POISSON. Nous caractérisons l'incertitude par la valeur de l'écart-type σ . Il est bien connu que :

$$\sigma = \sqrt{n}$$

où n est le nombre d'événements dans le domaine considéré. Mais, ici, chaque événement n'a pas un poids unité, comme le suppose l'expression précédente de σ ; nous devons prendre :

$$\sigma^2 = \sum_i G_i^2$$

G_i étant le poids du i ème événement. Dans nos histogrammes, nous n'avons pas toujours porté l'écart σ ; pour ne pas alourdir les figures, nous bornons à quelques valeurs caractéristiques. La barre d'erreur indiquée correspond toujours à un écart-type. Nous avons aussi indiqué pour chaque spectre le nombre total d'événements, afin de donner une idée globale de son "poids" statistique.

Chapitre III

MESURES

§ 1. Classement des branches

Les termes de branches "noires", "grises" ont été employés par de nombreux auteurs. Ces dénominations se rapportent à l'aspect des traces, comme nous l'avons mentionné dans le Chapitre I. La séparation de ces deux catégories par comptage de grains (mesure de la densité d'ionisation), qui est généralement employée, est souvent arbitraire, à cause de l'influence du développement et surtout de l'angle de plongée des traces. C'est pourquoi nous avons préféré employer des mesures de parcours.

Avec les critères que nous employons, les traces "grises" correspondent à des particules de charge 1 d'énergie supérieure à 30 MeV. On peut admettre que celles-ci sont émises essentiellement pendant la cascade (107, 109). Les branches "noires", au contraire, proviendraient en grande partie de l'évaporation du noyau résiduel. Elles contiennent cependant une proportion notable des particules de cascade ($\sim 20\%$ à notre énergie incidente, d'après METROPOLIS et Coll.) (35).

Pour chaque étoile qu'elle appartienne à la catégorie (He) ou (T), les branches ont donc été classées en plusieurs groupes :

1°- Branches "courtes"- Elles correspondent à l'émission d'un proton de moins de 4 MeV (parcours inférieur à $120\mu\text{m}$) ou à une particule de moins de 9 MeV (parcours inférieur à $50\mu\text{m}$). Un examen attentif à fort grossissement permet généralement de distinguer proton et particule α . La trace du proton est légèrement diffusée et présente souvent quelques lacunes celle de la particule α est plus épaisse, raide, "en bâtonnet".

Les deux énergies 4 et 9 MeV sont celles nécessaires pour le franchissement de la barrière de potentiel d'un noyau lourd. Nous verrons plus loin le rôle des traces courtes dans la distinction "noyaux lourds-noyaux légers", dans la détermination de la nature du nuclide cible, nature qui est inconnue à priori dans les émulsions.

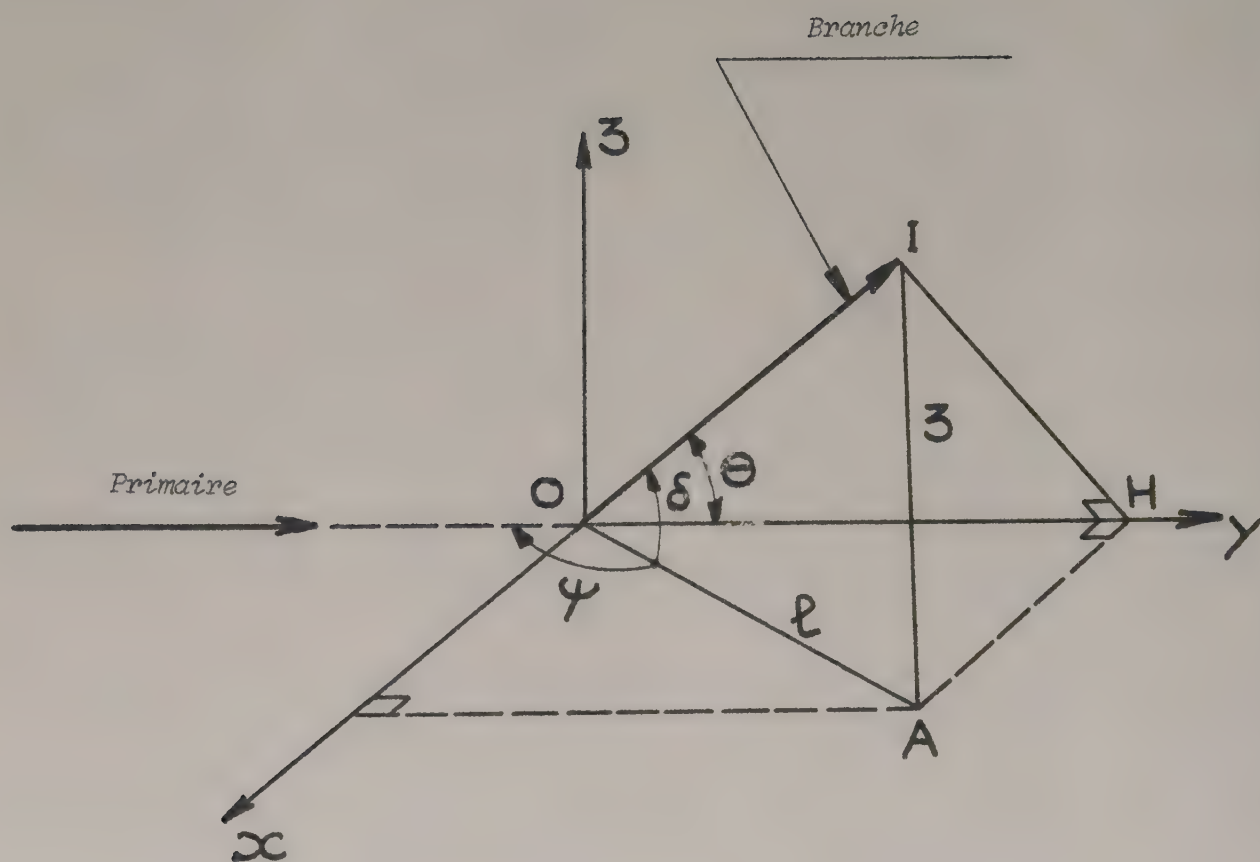


Fig. 21
Mesures angulaires

2°- Branches "noires" - Dans cette catégorie, nous incluons aussi les branches "courtes". Les branches "noires" sont, définies par leur parcours, qui doit être inférieur à 3750 μm , valeur correspondant à une énergie de 30 MeV pour un proton. Les hélions de parcours supérieur à 830 μm ne sont pas comptés comme traces "noires".

Dans chaque étoile toutes les traces sont contrôlées afin de déterminer si leur parcours est inférieur ou supérieur à 3750 μm .

3°- Branches "grises" ayant une longueur supérieure à 3750 μm , exclusion faite des hélions.

4°- Branches (He) comportant tous les fragments de charge 2, et de parcours supérieur à 830 μm , identifiés grâce à leurs rayons δ .

5°- "Reculs" - traces courtes (moins de 3 μm), épaisses, pouvant être attribuées à un fragment nucléaire très lourd, par exemple au recul du noyau résiduel.

§ 2. Mesures angulaires

Pour toutes les branches, sauf les reculs, étaient mesurés (Fig. 21)

- L'angle projeté ψ par rapport à la direction de la particule incidente ;
- L'enfoncement de la trace en mesurant la différence de côte $z = z(A) - z(O)$ entre les deux extrémités d'un segment OA, de longueur projetée l.

Ces mesures étaient effectuées, les premières avec un oculaire goniométrique LEITZ, les secondes à l'aide d'un comparateur COMPAC, avec graduation au micron, tous deux montés sur un microscope LEITZ Ortholux.

Le coefficient de contraction k de l'émulsion au cours du fixage a été évalué en prenant l'épaisseur avant développement, et au moment de la mesure, car le degré d'humidité atmosphérique peut amener des variations sensibles. Toutes les différences de côte observées doivent donc être multipliées par ce facteur (environ 2,7) afin de reconstituer la géométrie initiale.

D'après la Figure 21, on voit que l'angle réel dans l'espace de la trace avec la direction du primaire sera donné par :

$$\cos \theta = \frac{\overline{OH}}{\overline{OI}} = - \frac{l \cos \psi}{\sqrt{l^2 + k^2 z^2}}$$

Estimation des erreurs de mesure -

La principale cause d'incertitude est la difficulté de mise au point optique sur la trace. L'erreur moyenne δz est de l'ordre du micron; il faut encore multiplier cette valeur par 3, pour tenir compte du coefficient de contraction. En comparaison, les erreurs de mesure sur l'angle ψ et la longueur l sont négligeables. Nous avons, comme expression de l'incertitude sur $\cos \theta$:

$$\delta(\cos \theta) = \frac{k^2 z \delta z \cos \theta}{l^2 + k^2 z^2}$$

Expression qui est maximale pour $z = 1/k$, donc :

$$\delta(\cos \theta)_{\max} = \frac{k \delta z}{2 l} \approx 0,027$$

avec $\delta z = 1 \mu\text{m}$ et $l = 50 \mu\text{m}$. La valeur maximale de cette imprécision est donc de l'ordre de 10 % du pas (0,2) de nos histogrammes en $\cos \theta$.

Correction des déformations de l'émulsion -

Dans certaines plaques, l'émulsion est déformée. Cette altération est due à un glissement plan sur plan des différentes couches, qui fait qu'une trace plongeante initialement rectiligne apparaît courbe. Ce déplacement est généralement proportionnel au carré de la distance au verre, et il peut être défini en chaque point par un "vecteur déformation" correspondant au décalage fond-surface. Nous avons mesuré ces "vecteurs déformations" et apporté les corrections nécessaires quand ils n'étaient pas nuls. Dans l'ensemble, et par suite d'une excellente qualité du développement photographique, ces rectifications étaient négligeables, sauf pour quelques traces fortement plongeantes.

§ 3. Mesures de parcours

Elles ont été faites pour séparer les branches "noires" et "grises", mais surtout pour déterminer l'énergie des (He). L'énergie cinétique d'une particule est en effet liée à son parcours par la relation semi-empirique (107, 108, 109) :

$$E = a Z^{2n} M^{1-n} R^n$$

- E énergie en MeV
- M masse de la particule, en masses protoniques
- R parcours résiduel en microns
- Z nombre de charge

a et n sont des coefficients numériques déterminés expérimentalement :

$$a = 0.251 \qquad n = 0.581$$

La longueur des traces a été mesurée au moyen d'un micromètre oculaire, et d'un comparateur (ce dernier détermine les différences de cotes). Il a été nécessaire, en général, de suivre la trace à travers plusieurs émulsions.

La précision sur la mesure de longueur proprement dite est de l'ordre de 2 %, mais l'émulsion étant très hygrométrique, la relation parcours-énergie dépend de son imprégnation en eau au moment de l'irradiation. On peut atteindre une précision globale de 3-4 % sur l'énergie obtenue. Mais pour calculer celle-ci, il faut faire une hypothèse sur M, dont on ne sait pas ici si la valeur est 3 ou 4 (^3He ou ^4He). L'énergie obtenue varie de 12 % selon que l'on prend l'une ou l'autre de ces valeurs.

Chapitre IV

SEPARATION DES INTERACTIONS DANS LES NOYAUX LOURDS ET LEGERS DE L'EMULSION

§ 1. Généralités

Un inconvénient de l'émulsion nucléaire est son hétérogénéité. Trois groupes peuvent être distingués parmi les éléments qui la constituent :

- l'hydrogène, abondant dans les composés organiques (gélatine)
- les éléments légers : C, N, O
- les éléments lourds : Ag, Br.

Pour connaître la nature du noyau cible, nous avons tenté l'incorporation de fils fins dans les émulsions, (105, 106) mais cette technique ne permet pas d'obtenir des statistiques importantes et nous avons dû y renoncer à la suite des expériences d'essai.

A 570 MeV, les interactions se répartissent ainsi d'après les sections efficaces géométriques :

- dans H_2 : 4,3 %
- dans C N O : 24 %
- dans Ag Br : 72 %.

Ces pourcentages correspondent aux sections efficaces de CHEEN et col. (106), et à la composition de l'émulsion Ilford donnée par les fabricants.

Faute de distinction directe, la discrimination a été tentée d'après la configuration des étoiles.

§ 2. Critères de distinction

a) Distinction d'après le nombre de branches "noires" et "grises"

Elle est possible si l'énergie incidente est élevée (plusieurs GeV). Les désintégrations ont alors un grand nombre de branches, et dans celles dues aux noyaux lourds, la charge apparente totale des secondaires de basse énergie est supérieure à celle d'un noyau léger. En dessous du GeV, ce critère n'est pas applicable, les multiplicités moyenne dans les noyaux C, N, ou O et Ag ou Br étant assez voisines.

b) Distribution d'après la trace de recul

Il a été supposé par HARDING (110) que la présence d'une telle trace était caractéristique de la désintégration d'un noyau lourd. Ce critère a été utilisé dans plusieurs travaux (7, 110, 111 par exemple). Il n'est pas très satisfaisant : le pourcentage d'étoiles d'AgBr ainsi calculé est trop faible comparé aux sections efficaces géométriques. De plus, l'échantillonnage ainsi effectué n'est pas absolument valable, car il y a sélection d'événements où le noyau résiduel a reçu une forte impulsion, pouvant être liée par exemple au développement de la cascade.

c) Distribution d'après les traces "courtes"

Comme nous l'avons déjà indiqué (Chapitre III, § 1) ces traces correspondent aux protons de moins de 4 MeV, et aux particules α de moins de 9 MeV. A cause de la hauteur de la barrière de potentiel coulombien, ces particules ne peuvent, en principe, être émises à partir de noyaux lourds. Leur présence constituerait donc un critère d'identification des noyaux légers. Ceci appelle toutefois les réserves suivantes :

- Toutes les étoiles de noyaux légers ne présentent pas obligatoirement une telle branche ;

- Les observations portant sur des étoiles provenant indiscutablement de noyaux lourds (plus de 8 branches), ou menées avec des émulsions diluées (112, 113), montrent que l'émission de branches courtes n'est pas limitée au groupe C, N, O. Plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer ce fait : la plus probable est que le mouvement du noyau résiduel permet, par exemple, à une particule α de 9 MeV dans le système du centre de masse, d'avoir 6 MeV seulement dans celui du laboratoire (40, 114).

L'efficacité de ce critère est variable. Elle semble assez bonne à 300 MeV (31, 115, 116) ; à 950 MeV, Mc KEAGUE (51) a compté comme provenant des noyaux légers les étoiles présentant une trace de moins de 50 μ , et une charge apparente inférieure à 9. L'échantillon ainsi obtenu renfermait 9 % du total des événements seulement ; en outre il n'était constitué de noyaux légers qu'à 80 %.

§ 3. Choix d'un nouveau critère

Nous avons l'avantage sur les auteurs précédents de l'utilisation de l'émulsion type K 5, qui permet la distinction d'un proton et d'une particule α de faibles parcours. Aux traces "courtes" de moins de 50μ s'ajouteront donc les protons entre 50 et 120μ .

Nos étoiles (T) ont été divisées en six classes : d'après le nombre de branches, et la présence d'une ou plusieurs traces "courtes".

Classe I Charge apparente > 9 (donc étoile de noyau lourd), et présence d'une branche "courte"

Classe II Pas de branches "noires"

Classe III 3 branches "noires" au maximum, pas de "courtes"

Classe IV Plus de 3 branches "noires", pas de "courtes"

Classe V Charge apparente ≤ 9 , une seule branche "courte"

Classe VI 2 branches "courtes" au moins.

Nous présentons dans le Tableau suivant pour chaque classe le pourcentage d'événements avec recul, le nombre moyen de branches "grises", $\bar{N}_g$ et le rapport $\mathcal{H}_g$:

$$\mathcal{H}_g = \frac{\text{Nombre de branches "grises" émises à moins de } 60^\circ}{\text{Nombre de branches "grises" émises à plus de } 60^\circ}$$

Classe	Nombre d'événements	Nombre de reculs	$\bar{N}_g$	$\mathcal{H}_g$
I	56	11	$1.48 \pm .16$	$1. \pm .2$
II	53	12	$2.11 \pm .2$	$1.2 \pm .25$
III	415	107	$1.56 \pm .06$	$1.6 \pm .1$
IV	159	44	$1.47 \pm .09$	$1.4 \pm .25$
V	91	16	$1.41 \pm .15$	$1.5 \pm .3$
VI	103	4	$1.41 \pm .15$	$2.5 \pm .4$

La valeur de $\mathcal{H}_g$ pour la classe VI est nettement supérieure aux autres. On peut en déduire que la cascade, plus dirigée vers l'avant, a comporté un nombre moindre de chocs, donc qu'il y a de fortes chances pour qu'il s'agisse de noyaux légers. D'autre part, le nombre de reculs dans la Classe VI est très faible. Enfin, l'examen des étoiles de cette catégorie a

montré que l'énergie emportée par les branches "noires" est toujours inférieure à 50 MeV, et en général de l'ordre de 30 MeV, au lieu d'un minimum de 70 MeV dans les autres classes (sauf la classe II, bien entendu). Ceci s'explique par les énergies moyennes d'excitation, plus faibles dans les noyaux légers que dans les noyaux lourds.

— Nous en concluons que la section VI renferme presque uniquement des étoiles de noyaux C N O. Elle représente 12 % du total des événements, soit 50 % des étoiles "légères". Notre critère des 2 branches "courtes" est donc plus avantageux que celui de Mc KEAGUE à notre énergie.

Les 88 % d'interactions restant se répartissent entre Ag Br (80 %), H_2 (5 %) et C N O (15 %) ; ces chiffres étant calculés d'après les sections efficaces géométriques. Les distributions angulaires exactes de branches grises pour les noyaux lourds peuvent ainsi être obtenues par soustraction. Pour les branches "noires", nous verrons que ces distributions sont pratiquement identiques dans les deux échantillons ; la soustraction est donc inutile.

En résumé :

- Les événements à deux branches "courtes" sont attribués aux noyaux légers ;

- Les autres événements sont attribués aux noyaux lourds. En ce qui concerne les branches "grises" une correction est faite pour tenir compte de la contamination de H_2 et C N O.

§ 1. Sections efficaces

Nous avons vu (Chapitre I) que nos sections efficaces pour les événements (T) sont en accord avec celles de CHEEN et coll.

Déterminons maintenant celles correspondant aux événements "He" d'après le critère précédemment défini (Chapitre IV).

Classe VI : 73 événements
autres classes : 735 événements.

La classe VI renfermant 50 % des étoiles C N O, en admettant que les données du chapitre V soient toujours valables, nous en déduisons que les événements dans les noyaux légers constituent 18 % du total, soit un peu moins que dans les étoiles (T).

Soit I_0 le nombre de protons entrant dans l'aire de dépouillement, et δx la largeur de celle-ci (δx étant petit devant le libre parcours moyen de production d'hélions de haute énergie). Le nombre d'événements repérés dans cette zone sera :

$$n = I_0 \delta x / \lambda$$

λ étant le libre parcours moyen, et la section efficace sera :

$$\sigma = \frac{1}{A_i \lambda} = \frac{n}{I_0 A_i \delta x}$$

A_i étant le nombre de noyaux cibles par cm^3 d'émulsion.

Pour C N O $A_i = 179,5 \cdot 10^{20}$

Pour AgBr $A_i = 201,4 \cdot 10^{20}$

Le nombre total d'étoiles (He) dans notre aire de dépouillement est 337, dont 18 % dans les éléments légers ; $\delta x = 2 \text{ cm}$ et

$$I_0 = 193\,000 \text{ protons incidents}$$

d'après les mesures de flux. Compte tenu du facteur d'efficacité χ précédemment défini, nous obtenons pour l'éjection des hélions de parcours supérieur à $830 \mu\text{m}$, les sections efficaces suivantes :

$$\sigma_{\text{AgBr}} = 40 \pm 5 \text{ mb}$$

$$\sigma_{\text{CNO}} = 7,5 \pm 2 \text{ mb}$$

Fig. 22
 événements (T)
 Nombre de branches "noires"

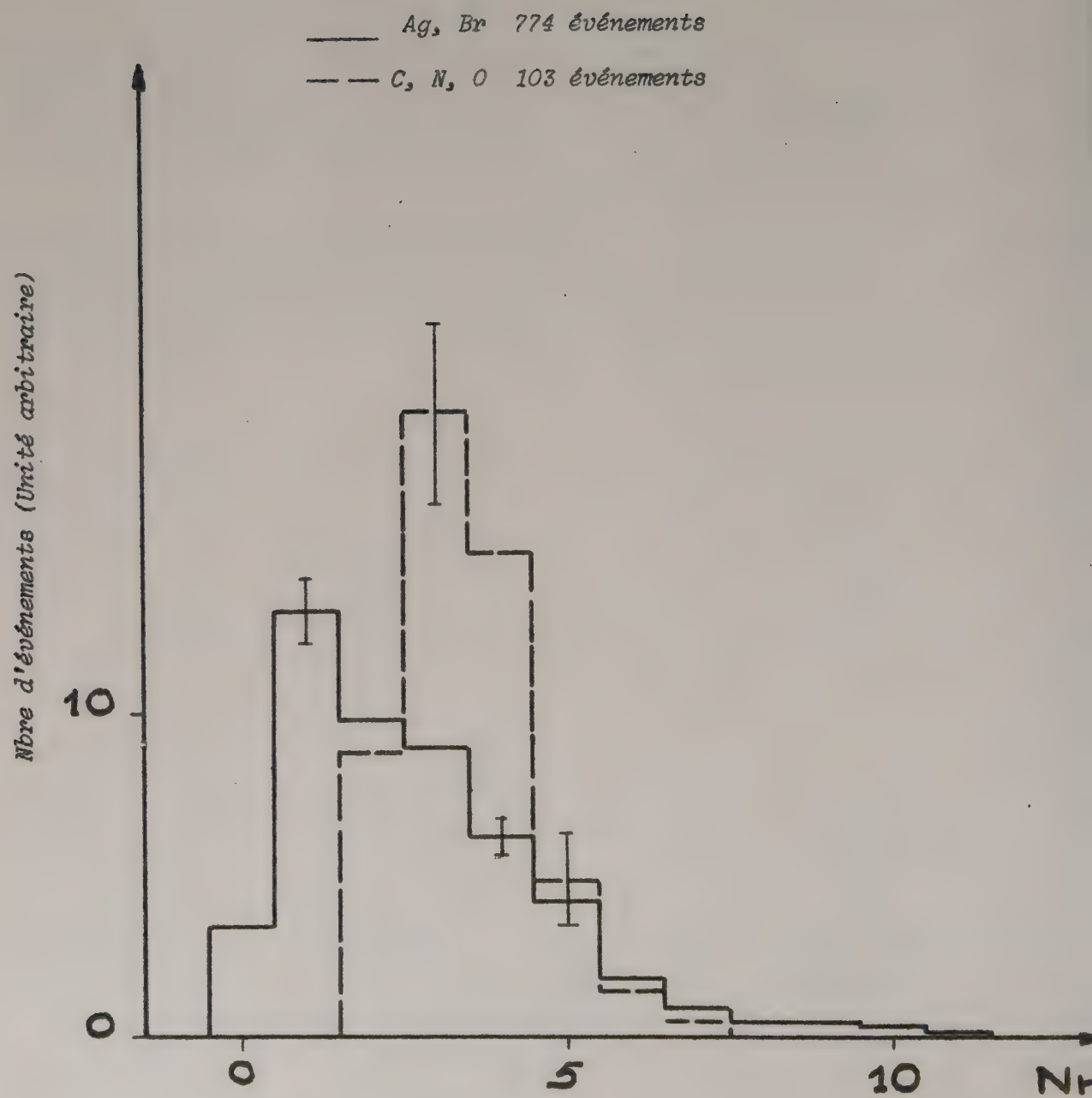
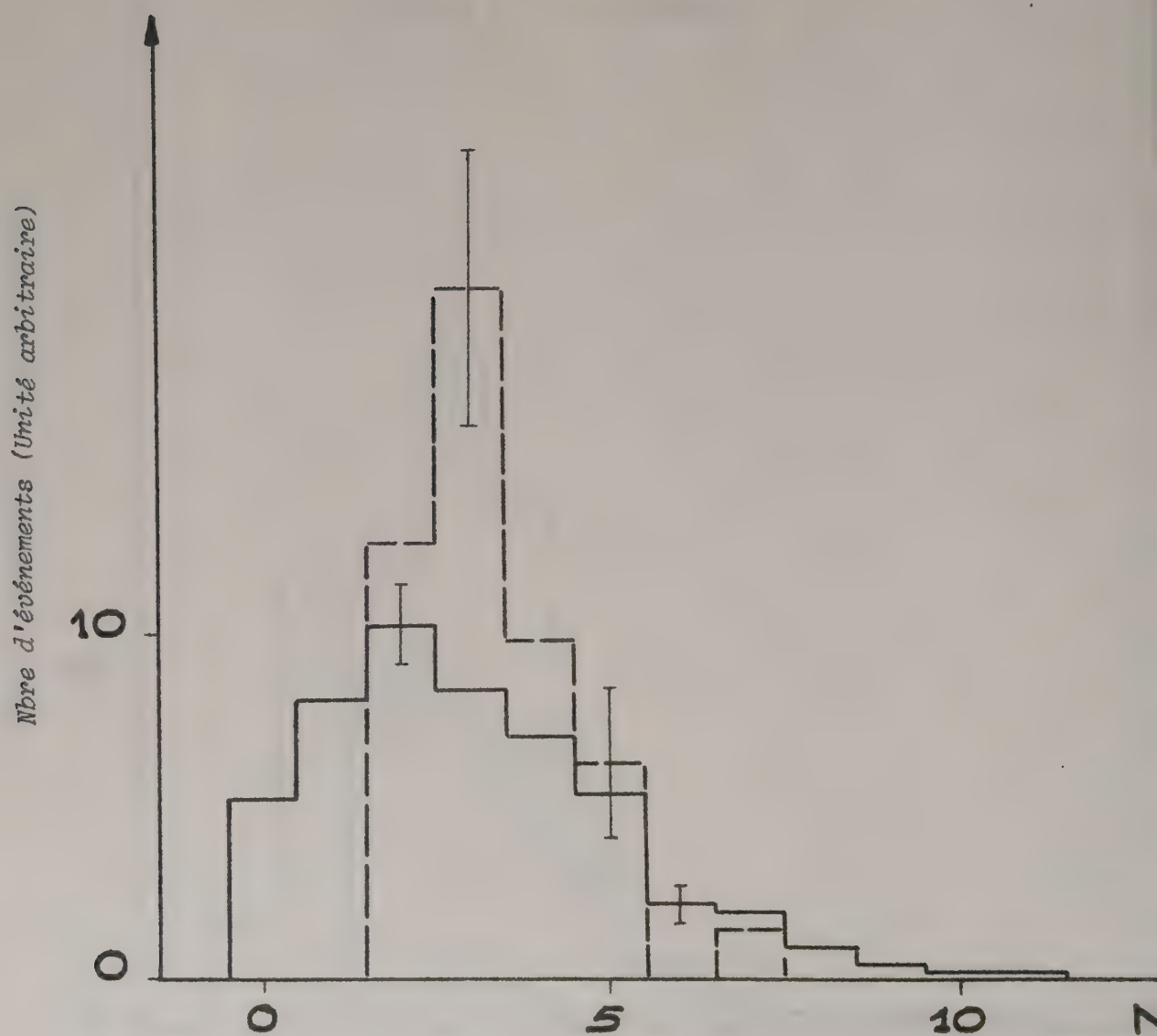


Fig. 23

Événements (He)

Nombre de branches "noires"

— C, N, O 73 événements
— Ag, Br 735 événements



Cette valeur de σ_{AgBr} est élevée: GAUVIN, LEFORT, TARRAGO (96) ont trouvé 17 mb pour la section efficace d'éjection d'hélium de plus de 50 MeV (supposés être des ^4He), avec des protons de 420 MeV interagissant avec des noyaux de Bismuth; cependant leur appareillage ne permettait pas la détection d'hélium d'énergie supérieure à 80 MeV.

Les travaux effectués à plus de 10 GeV d'énergie incidente (22,24, 54) indiquent pour cette même section efficace des valeurs plus élevées: 100 à 200 mb.

§ 2. Distributions des branches "noires"

Les branches "noires" représentent la partie basse énergie des secondaires. On peut les supposer émises en grande partie lors de la désexcitation du noyau résiduel. Leur nombre peut donc donner une indication sur l'énergie d'excitation laissée dans le noyau par la cascade, d'après la théorie de l'évaporation (28,30) dans les noyaux lourds.

Le tableau suivant donne le nombre moyen $\bar{N}_n$ de branches "noires" dans nos différentes classes d'événements:

	Evénements témoins		Evénements avec hélium				
	C N O	AgBr	AgBr				C N O
			A	B	C	Ensemble	
$\bar{N}_n$	$3,5 \pm 0,3$	$2,7 \pm 0,08$	$3,0 \pm 0,2$	$2,8 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,4$	$2,9 \pm 0,15$	$3,3 \pm 0,8$

Le nombre de branches "noires" dans les étoiles du groupe C N O paraît, paradoxalement, plus élevé que celui de l'autre groupe. Cela est certainement dû en partie à notre critère de distinction.

D'après le tableau, l'émission d'hélium de haute énergie ne se produit pas préférentiellement dans de "grandes" étoiles, possédant de nombreuses branches, comme c'est le cas à plusieurs GeV d'énergie incidente (21,22,24). L'énergie de l'hélium semble donc peu liée à l'excitation du noyau résiduel.

Les figures (22) et (23) donnent les distributions du nombre N_n de branches "noires" pour les événements (T) et (He).

Fig. 24

événements (T)

Distribution angulaire des branches "noires"

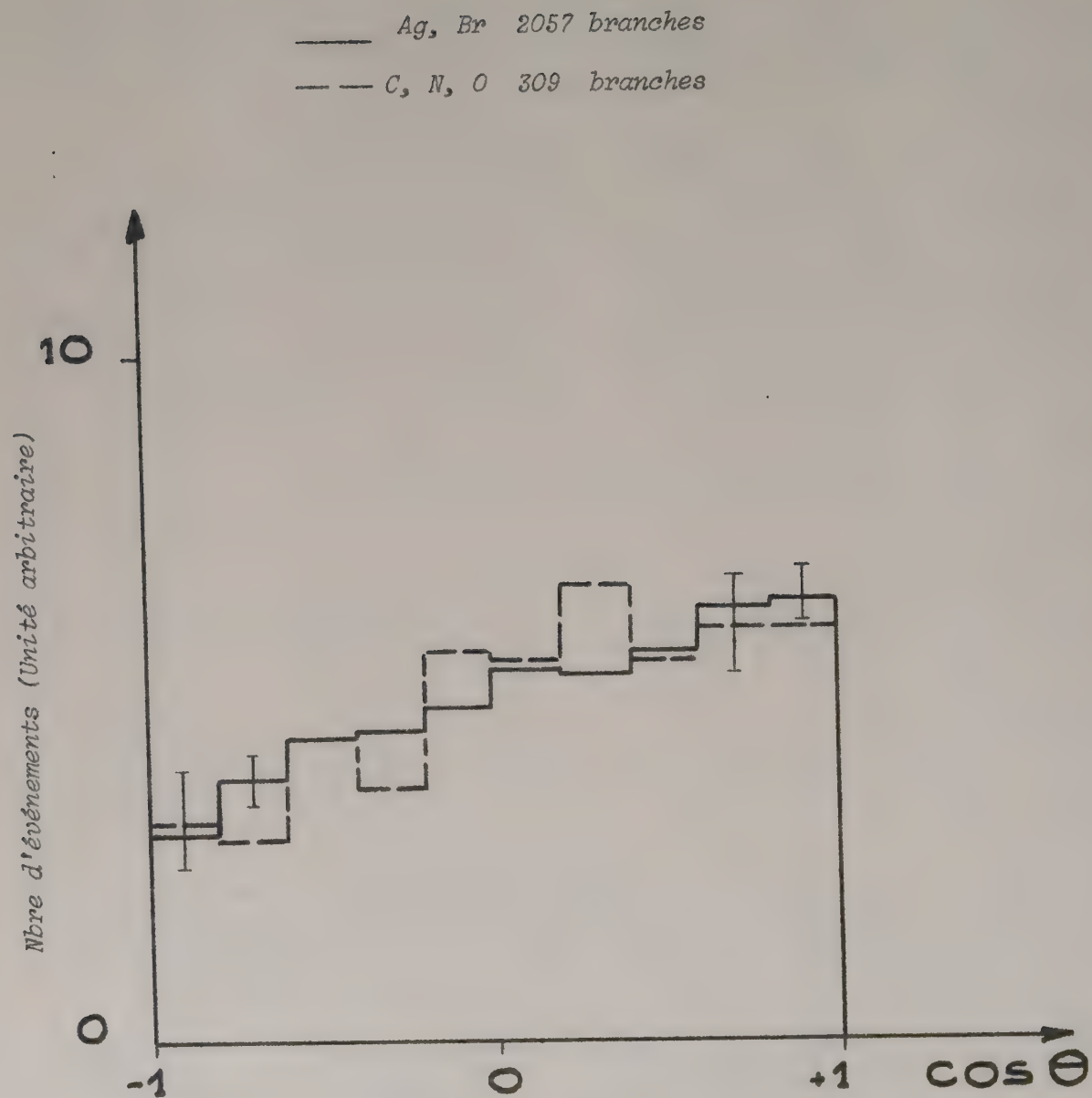
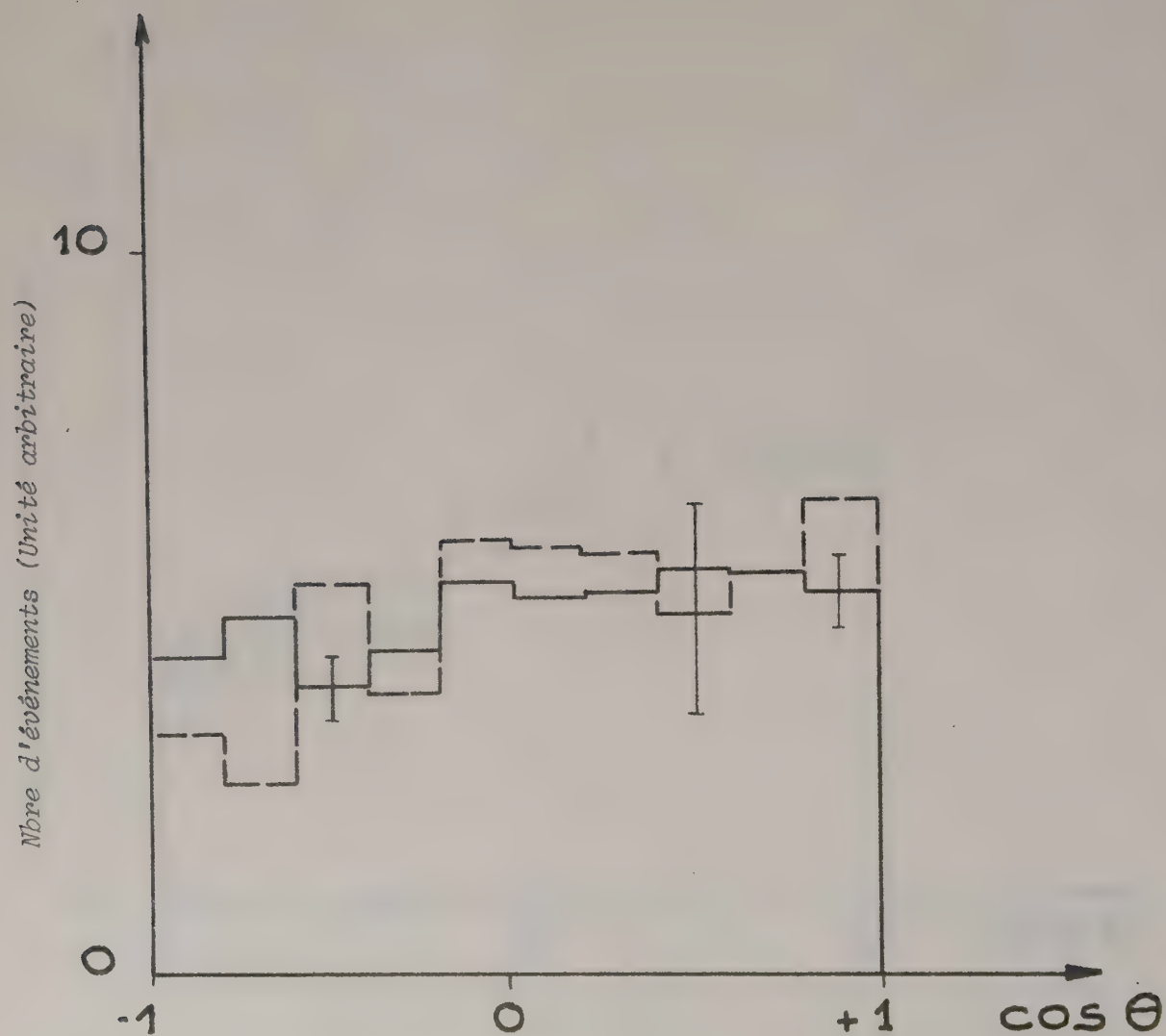


Fig. 25

événements (He)

Distribution angulaire des branches "noires"

— — — C, N, O 193 branches
— — — Ag, Br 2011 branches



Les figures (24) et (25) donnent les distributions angulaires des branches "noires" pour ces mêmes catégories.

La distribution angulaire concernant AgBr dans les événements témoins (Figure 24) est sensiblement anisotrope. Or, la théorie de l'évaporation prévoit une distribution isotrope dans le système du centre de masse, et la vitesse de celui-ci n'est pas suffisante pour expliquer toute l'anisotropie dans le laboratoire (Voir appendice A). Les branches "noires" contiennent donc ici une proportion notable de traces provenant des particules émises lors de la cascade.

Ceci est en accord avec les calculs de METROPOLIS et Coll. qui prévoient que 23 % des particules issues de la cascade sont émises en dessous de 30 MeV, donc se matérialisent sous forme de branches "noires". D'autre part, l'énergie d'excitation du noyau résiduel calculée par ces auteurs (soit 120 MeV) est en accord satisfaisant, d'après la théorie de l'évaporation, avec le nombre de branches "noires" observé.

La distribution AgBr pour les événements (He) des branches "noires" est pratiquement isotrope, contrairement à ce que l'on observe pour les événements témoins.

§ 3. Distributions des branches "grises"

Ces branches proviennent essentiellement de particules émises lors de l'interaction directe du proton incident avec le noyau et possédant une énergie supérieure à 30 MeV. Toutes les particules de la cascade n'entrent pas dans cette catégorie ; nous avons vu au § 2 que certaines, appartenant à la partie la moins énergétique de la cascade donnent des traces "noires".

Ces traces "grises" sont dues essentiellement à des protons et à des pions chargés, et à quelques deutons et tritons (5).

Le tableau suivant donne le nombre moyen $\bar{N}_g$ de traces grises dans les différentes catégories d'événements :

$\overline{N}_g$	Evénements témoins		Evénements He				$\overline{N}_g$
	C N O	AgBr	AgBr				
			A	B	C	Ensemble	
	$1,41^{+0,15}$	$1,56^{+0,05}$	$1,53^{+0,1}$	$1,22^{+0,1}$	$0,9^{+0,15}$	$1,39^{+0,07}$	$1,27^{+0,9}$

Fig. 26
 événements (T)
 Nombre de branches "grises"

— Ag - Br 774 événements
 - - - C - N - O 103 événements

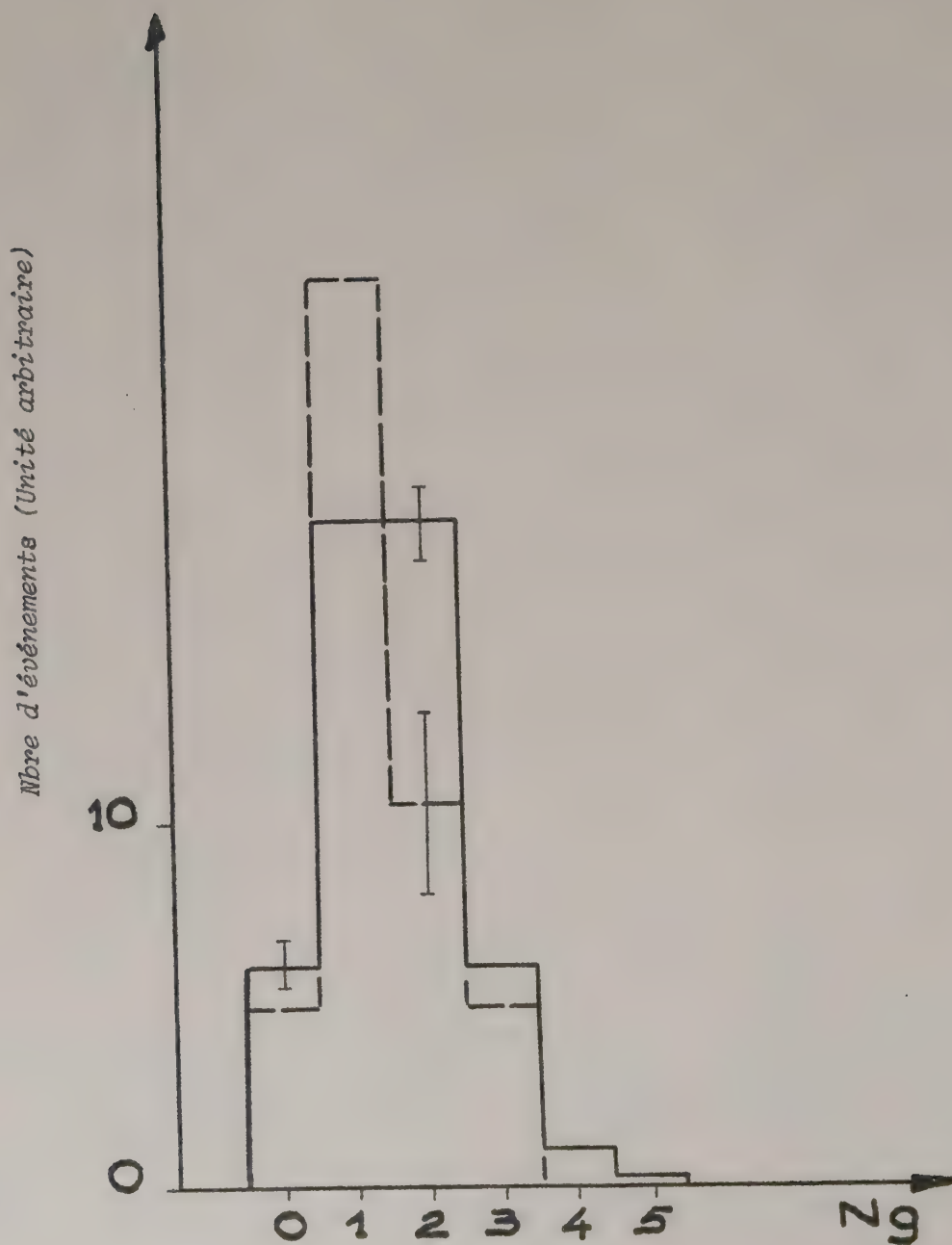


Fig. 27

événements (He)

Nombre de branches "grises"

— Ag, Br 769 événements

- - C, N, O 73 événements

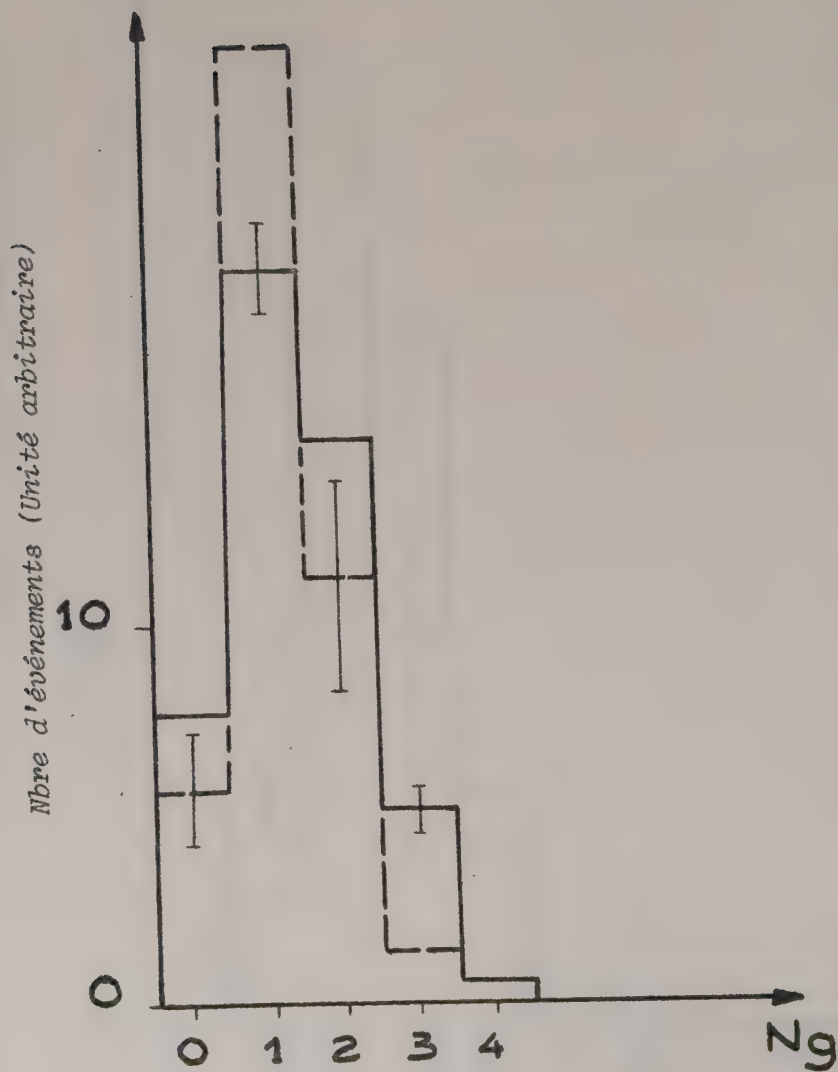


Fig. 28

événements (T)

Distribution angulaire des branches "grises"

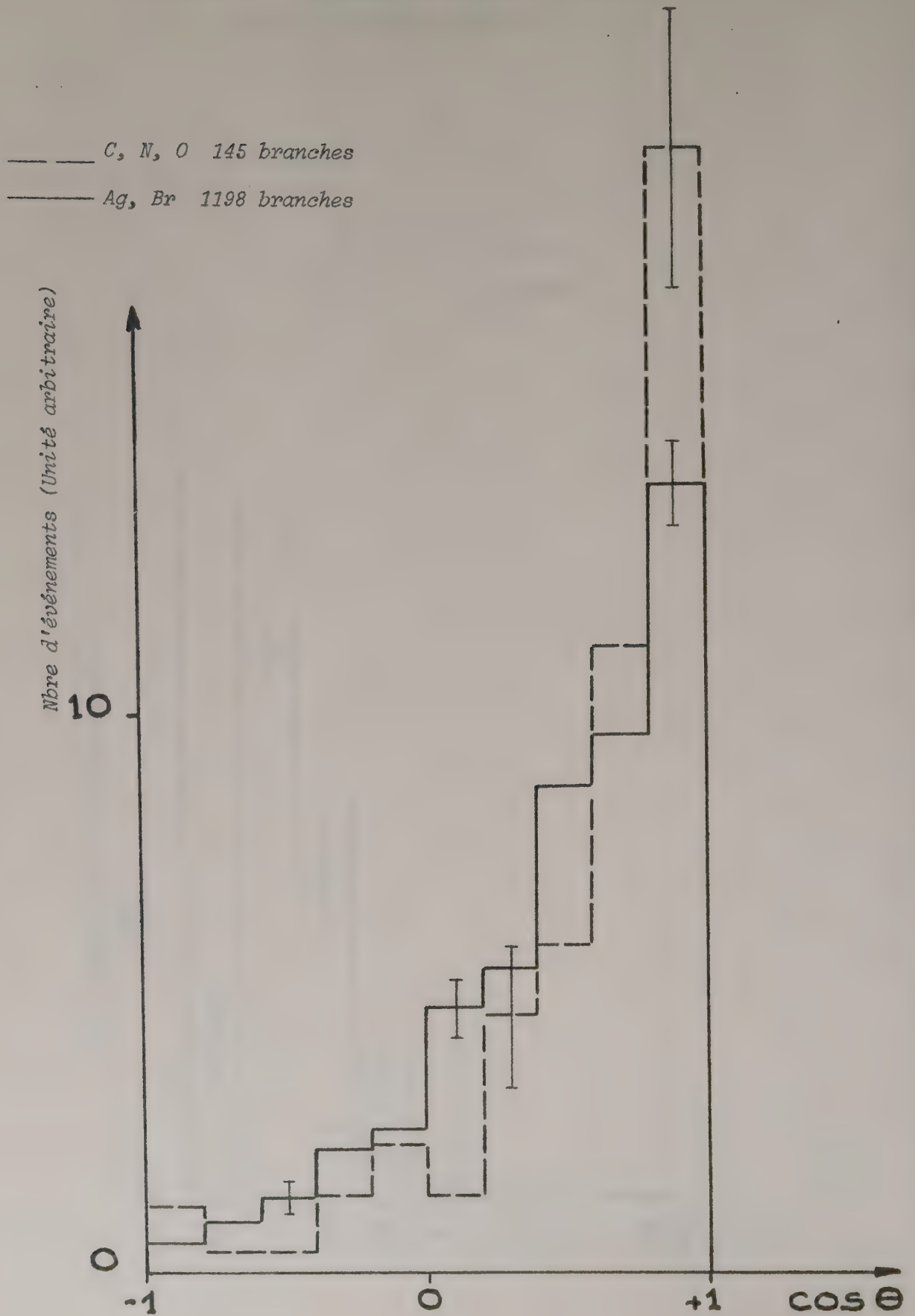


Fig. 29

événements (He)

Distribution angulaire des branches "grises"

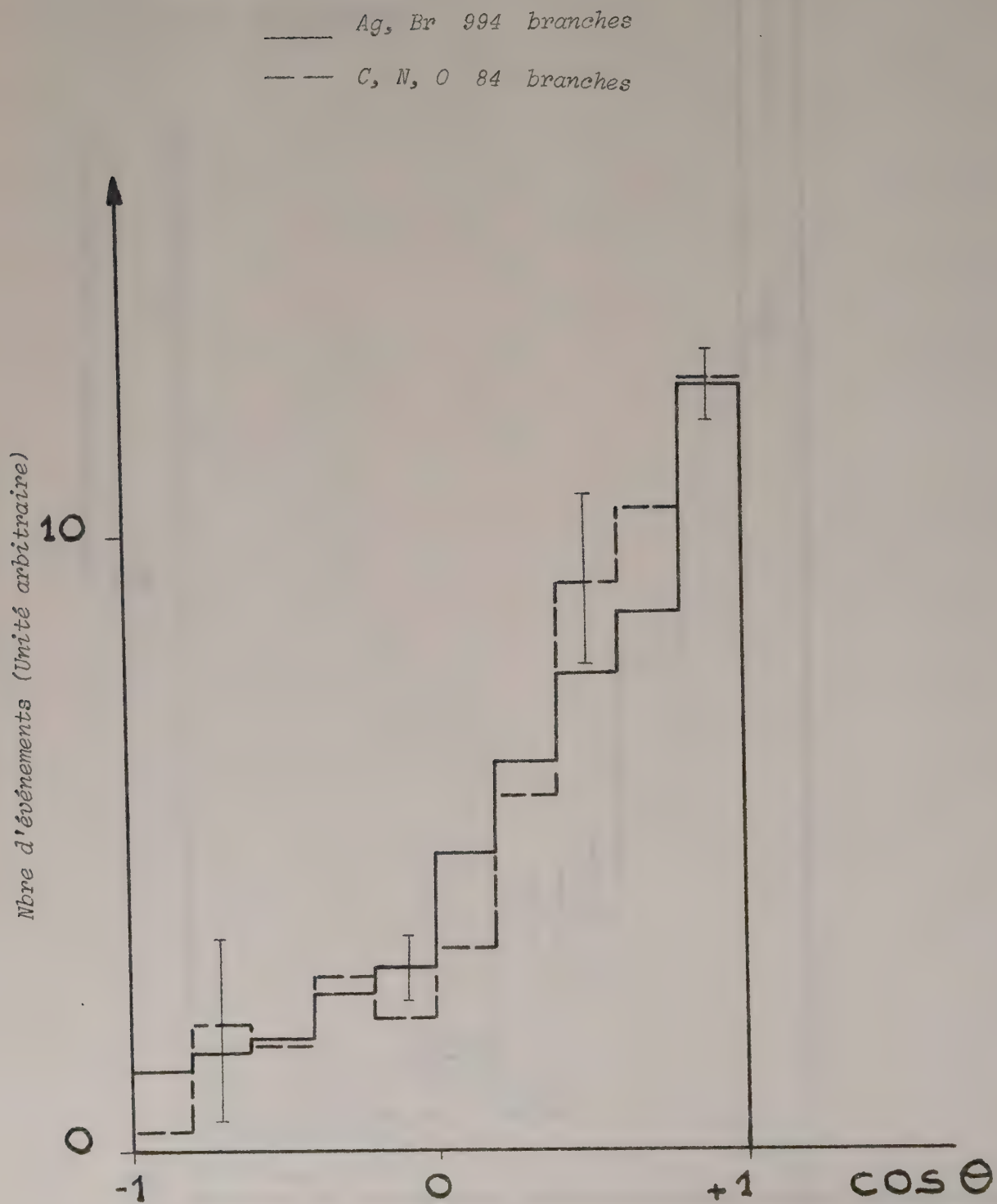


Fig. 30

événements (He)

Distribution angulaire des branches "grises"

— GROUPE A 462 Branches
- - - GROUPE B 435 Branches
- - - - GROUPE C 94 Branches

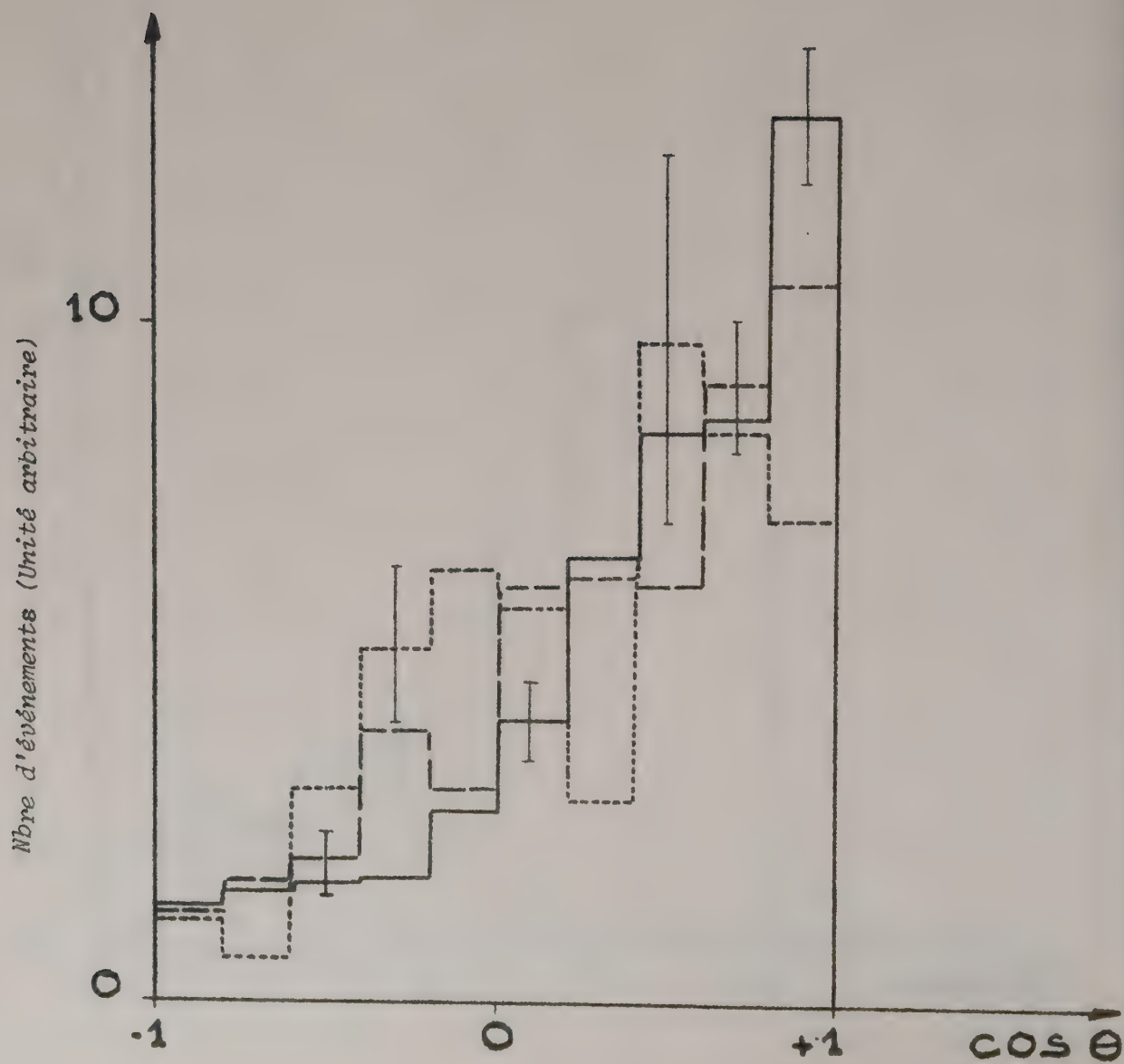
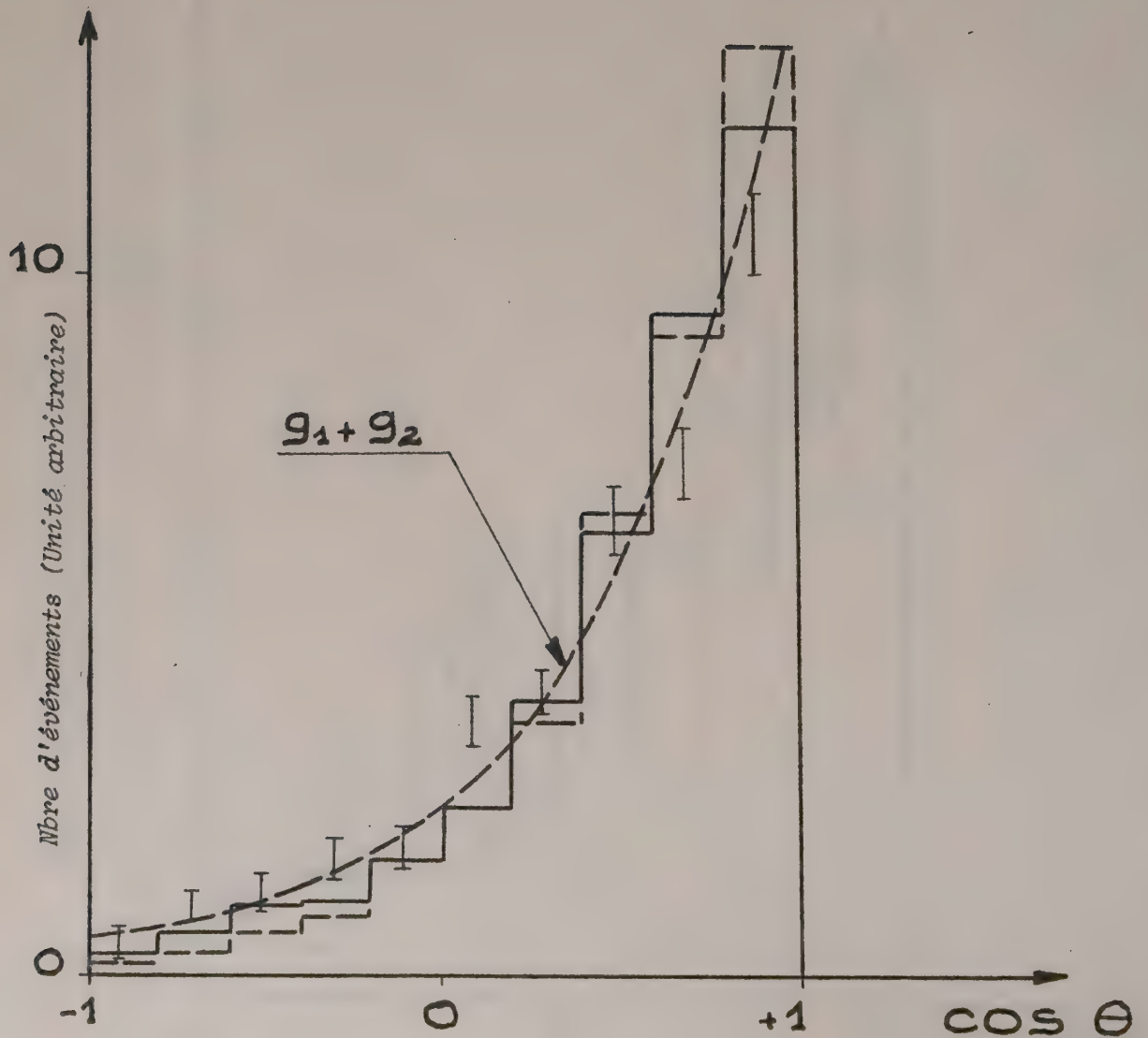


Fig. 31

Événements (T)

Distribution angulaire des nucléons de cascade

Histogrammes — et — : résultats de METROPOLIS et coll.
à 460 Mev dans U et Al
I : Nos résultats
Courbe — : Relation empirique calculée
dans l'appendice B



Le nombre de particules de cascade diminue donc d'autant plus dans les étoiles (He) que l'énergie de l'hélium est plus grande.

Les calculs de METROPOLIS et coll. donnent en moyenne 3,7 nucléons participant à la cascade, dont 46 % de protons. 77 % de ces protons ont une énergie supérieure à 30 MeV et peuvent donc donner des traces "grises", s'y ajoute encore en moyenne 0,19 pion chargé par événement. Le nombre moyen de branches "grises" prévu par ces calculs est donc :

$$(\bar{N}_g)_{\text{cal}} = 1,51$$

L'accord est bon avec notre valeur concernant AgBr dans la catégorie événements (T).

Les figures (26) et (27) représentent la distribution du nombre N_g de branches grises pour les événements témoins et (He).

Les figures (28) et (29) donnent les distributions angulaires de branches "grises" pour ces mêmes catégories. La figure (30) donne ces mêmes distributions pour les trois subdivisions A, B, C des événements (He).

Il est à noter d'après ce dernier histogramme que la distribution angulaire des particules de cascade dans les événements (He) est d'autant moins dirigée vers l'avant que l'énergie de l'hélium est plus grande (classe C).

Nous comparons encore les événements témoins aux calculs de METROPOLIS et Coll. Pour obtenir la distribution angulaire des nucléons d'énergie supérieure à 30 MeV, nous avons supposé que les branches "grises" de nos événements (T) correspondaient uniquement à des protons et à des pions chargés, en négligeant les deutons et tritons présents dans la cascade. Les pions ont été soustraits, à raison de 0,19 par étoile, et en les considérant émis de façon isotrope (35). La distribution ainsi obtenue est comparée (figure 31) à celles calculées par METROPOLIS et coll. pour U et Al à 460 MeV. L'accord est satisfaisant, compte tenu de la différence d'énergie incidente.

Distributions en énergie -

L'intensité de notre faisceau incident interdit les évaluations de l'énergie des secondaires basées sur la densité d'ionisation et la diffusion

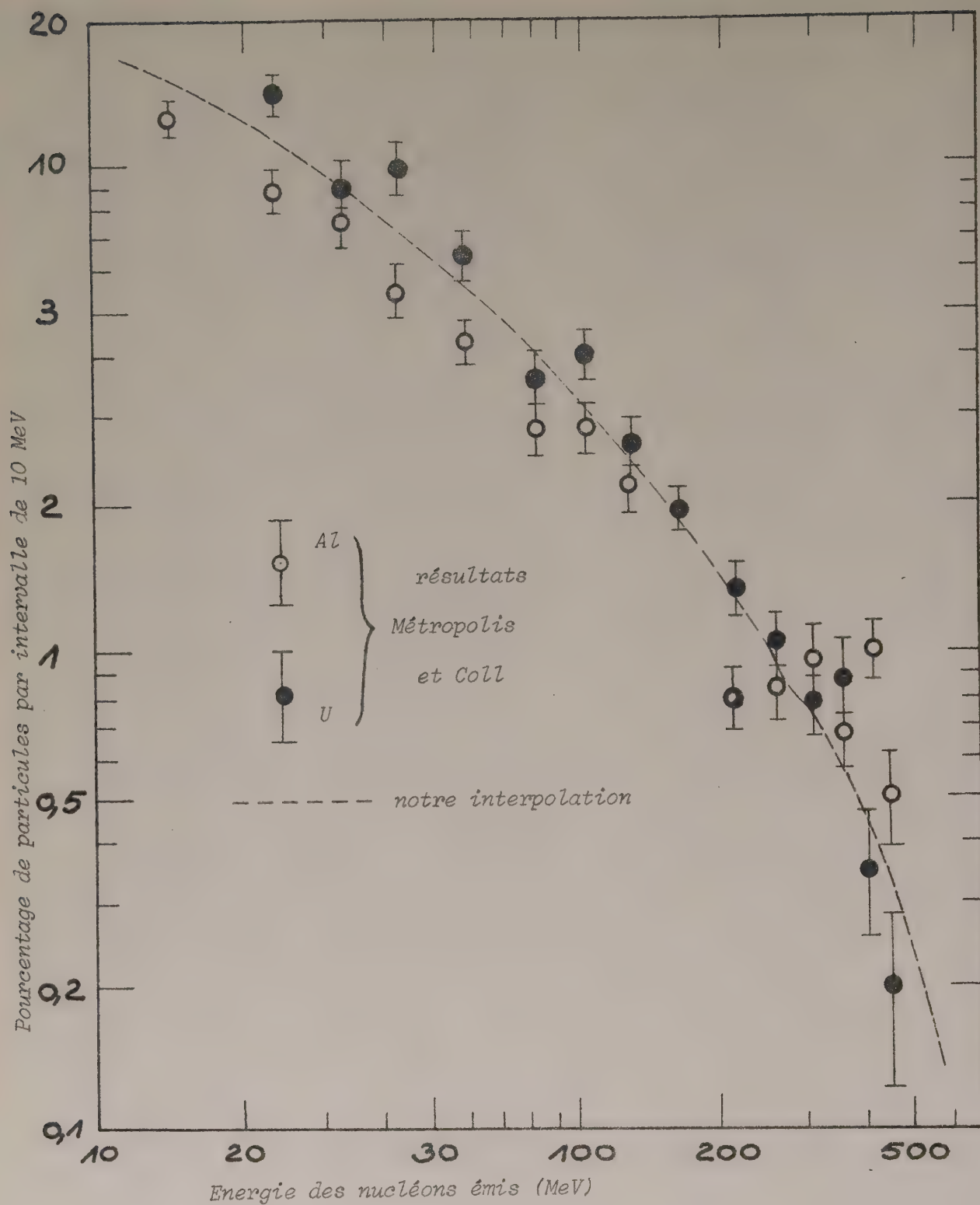


Fig. 32

Spectre en énergie des nucléons de cascade d'après des calculs de
MONTE-CARLO (35)

coulombienne, à moins d'y consacrer un temps prohibitif. Seules les mesures basées sur le parcours des hélions des étoiles (He) sont possibles.

Vu le bon accord des autres résultats, il nous a paru valable de prendre comme spectre en énergie pour les nucléons de cascade des événements (T) un spectre interpolé d'après les données de METROPOLIS et coll. pour Al et U (figure 32). Notre énergie incidente est certes un peu plus haute ; mais dans ce domaine, son augmentation tend à élever le nombre de nucléons de cascade plutôt que l'énergie moyenne de ceux-ci. Nous nous contenterons donc d'extrapoler le spectre jusqu'à 570 MeV, énergie maximale d'une particule secondaire (figure 31, courbe ---).

La forme de ce spectre est bien rendue par l'expression :

$$k(E') = 1,62 e^{-6,35(E'-0,01)} + 3,81 e^{-32,2(E'-0,01)} \quad (15)$$

E' en GeV, mesurée à l'extérieur du noyau, f_c en nucléons/GeV.

Il sera nécessaire, pour les calculs menés dans la 3ème partie, de disposer d'une expression analytique donnant la probabilité

$$f_c(\vec{p}) \equiv f_c(\theta, p)$$

d'émission d'un nucléon de cascade de quantité de mouvement p , et de direction θ par rapport au primaire, p étant pris à l'intérieur du noyau, en supposant un puits de potentiel carré de profondeur 35 MeV.

On a donc, à l'intérieur du noyau : $E = E' + 35$ MeV

$$\text{et} \quad f_c(E) = 1,62 e^{-6,35(E-0,045)} + 3,81 e^{-32,2(E-0,045)} \quad (16)$$

comme $E = p^2/2m$, m étant la masse du nucléon :

$$f(E) dE = f\left(\frac{p^2}{2m}\right) \frac{p}{m} dp.$$

Nous avons donc pour la distribution en quantité de mouvement (c'est-à-dire $f_c(\vec{p})$ intégré sur les angles θ):

$$f_c(p) = (23,3 e^{-3,38p^2} + 175 e^{-17,16p^2})_p \quad (17)$$

avec p en GeV/c, et $f(p)$ en nucléons par GeV/c et par événement.

La distribution $f_c(\vec{p})$ est déterminée de façon empirique d'après les résultats de METROPOLIS, dans l'Appendice B.

Fig. 33

Distribution angulaire des hélium

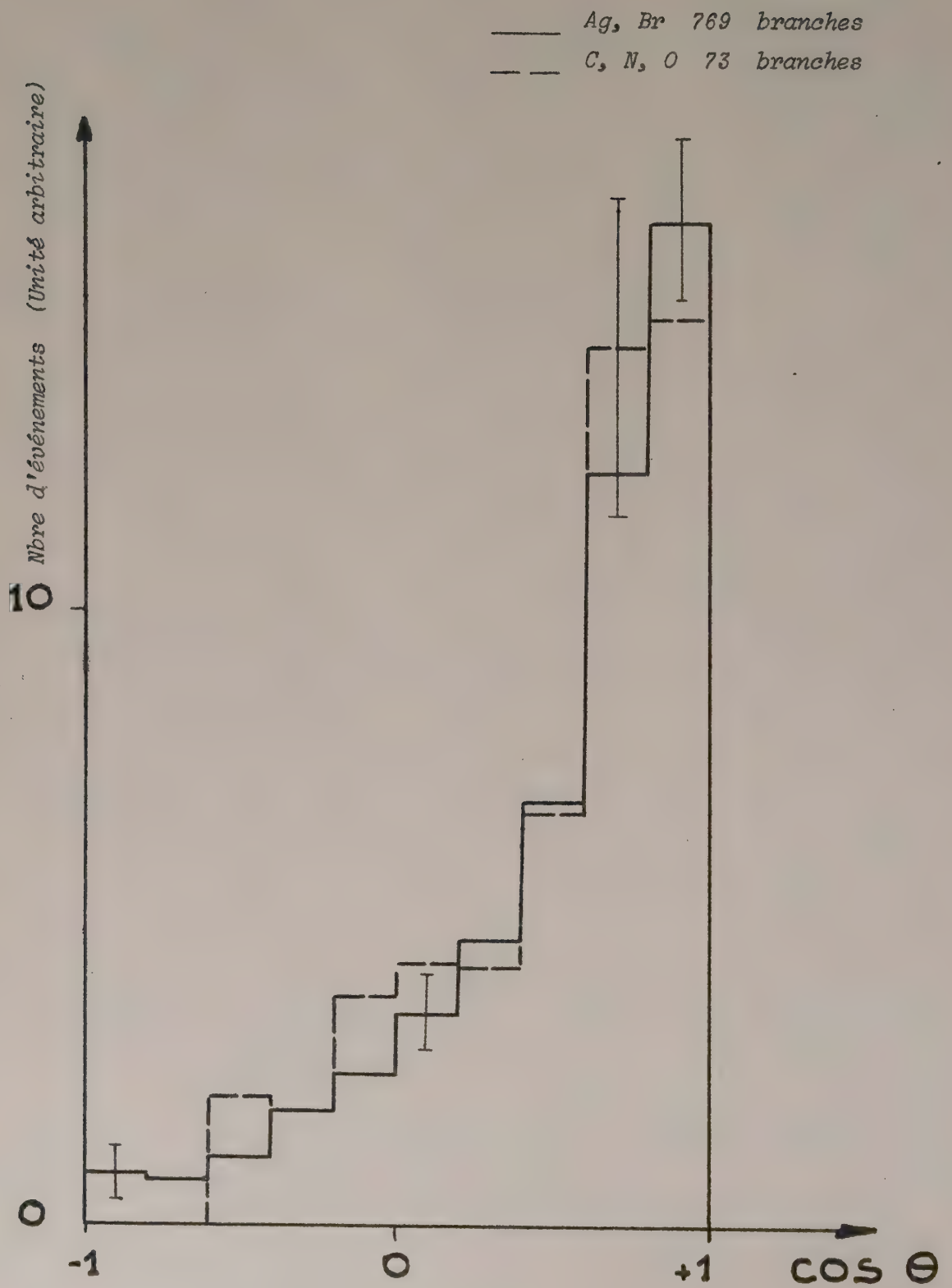


Fig. 34
Distribution angulaire des hélium
(AgBr)

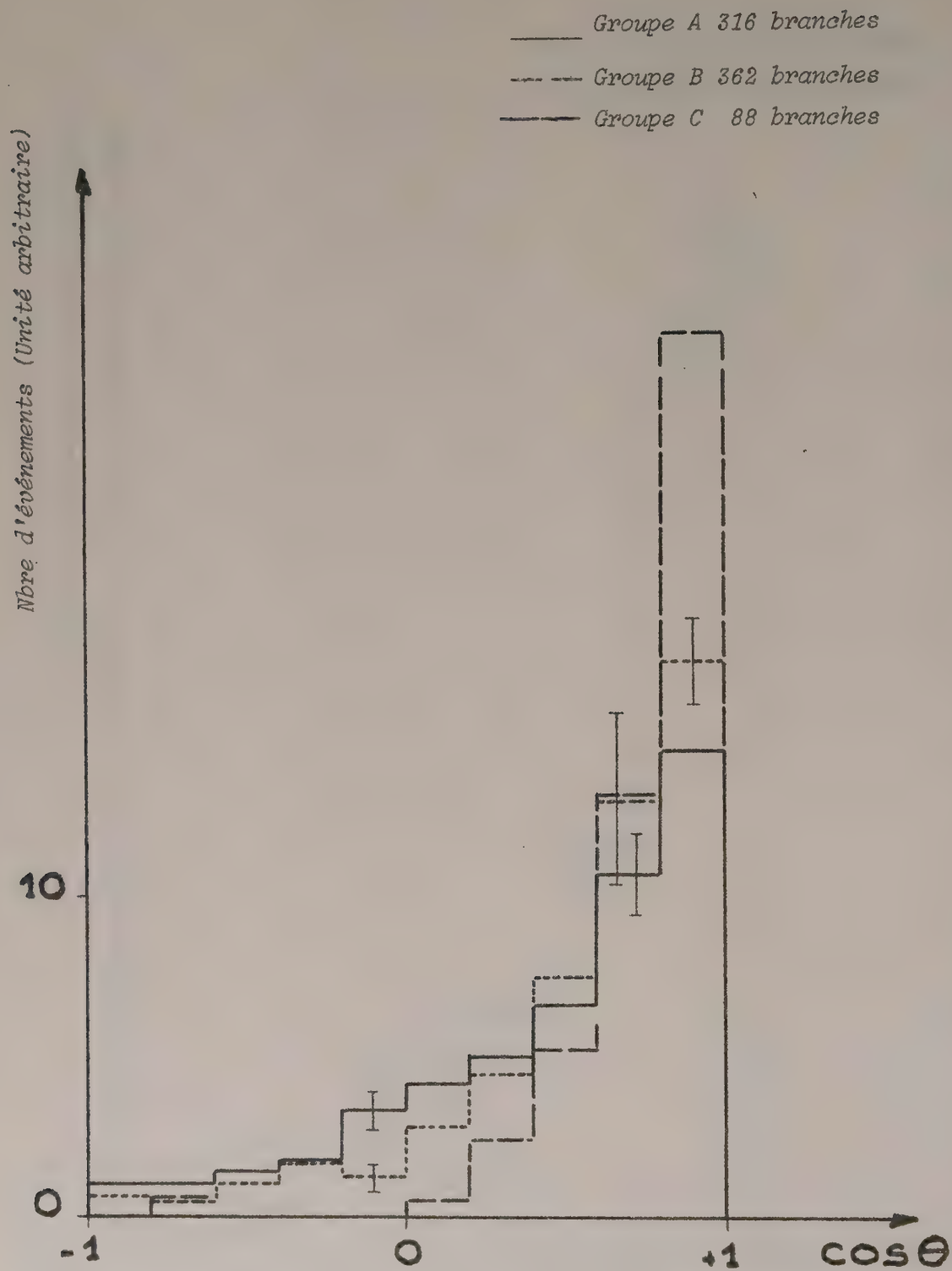
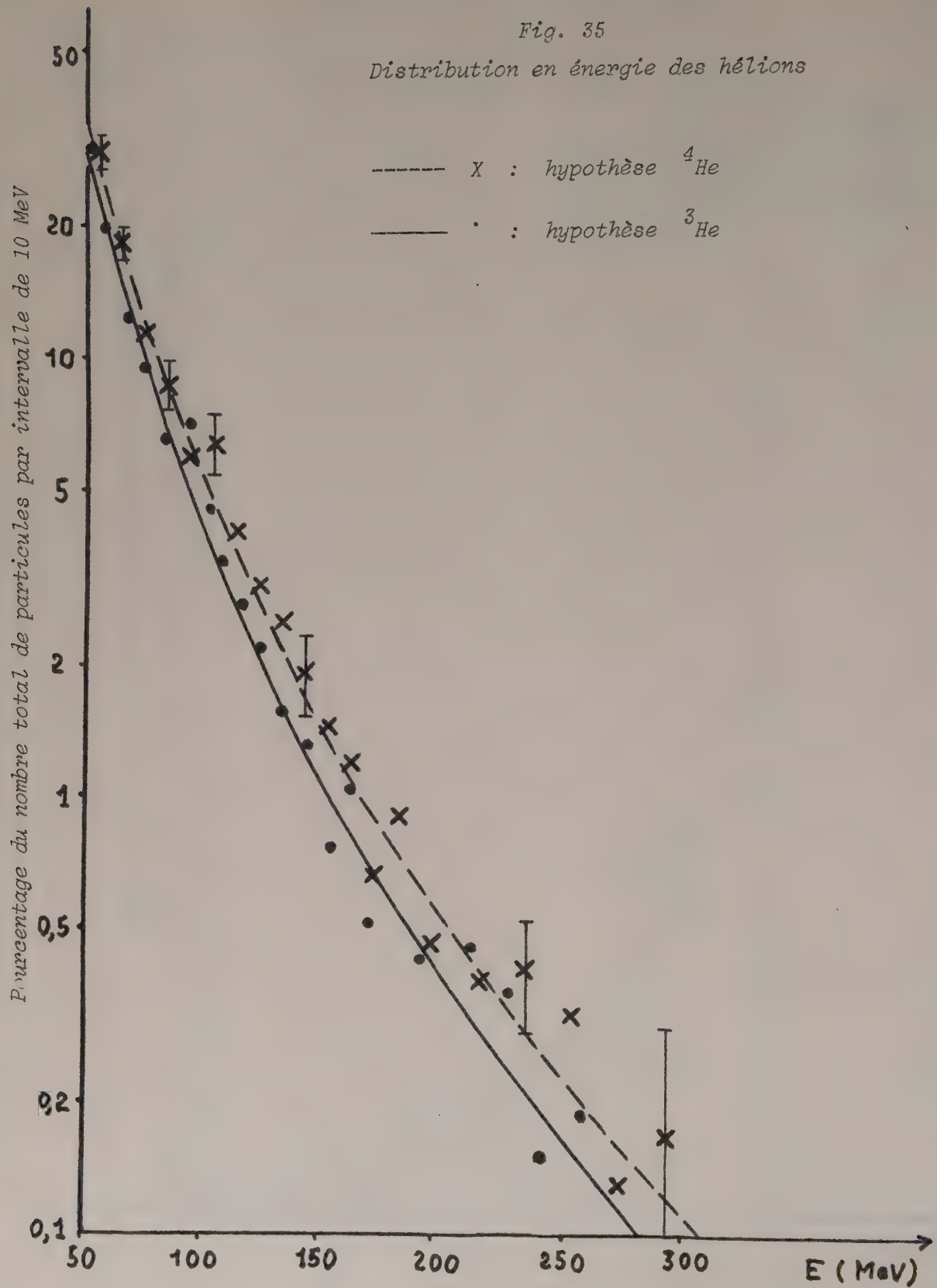


Fig. 35

Distribution en énergie des hélions



On arrive à l'expression suivante :

$$f_c(\vec{p}) = 0.987(p^2 + 0.045) \left(23.3 e^{-3.38p^2} + 175 e^{-17.16p^2} \right) \frac{e^{-6.2(p^2 - 0.045)(1 - \cos\theta)}}{1 - e^{-12.4(p^2 + 0.045)}} \quad (18)$$

$f_c(\vec{p})$ étant exprimé en nucléons par événement, par GeV/c, par stéradian, à l'intérieur du noyau ; p est en GeV/c.

Cette expression empirique est valable pour tous les nucléons de cascade ; elle tient donc compte des protons d'interaction directe apparaissant sous forme de branches "noires".

§ 4. Distributions des hélions de haute énergie

Sur un total de 808 événements (He), 17 présentaient l'éjection de deux hélions de parcours supérieur à 830 μ m, et un seul en présentait trois.

La figure (33) donne les distributions angulaires dans AgBr et CNO. Les distributions pour les 3 subdivisions A, B, C des événements dans AgBr sont données par la figure (34). Elles sont d'autant plus dirigées vers l'avant que l'énergie de l'hélium est plus élevée, énergie qui va en augmentant lorsque l'on passe de la Classe A à la Classe C.

A 570 MeV, la distribution des pions émis dans les interactions proton-noyau est isotrope. L'absorption d'un pion par une sous-structure selon la réaction :

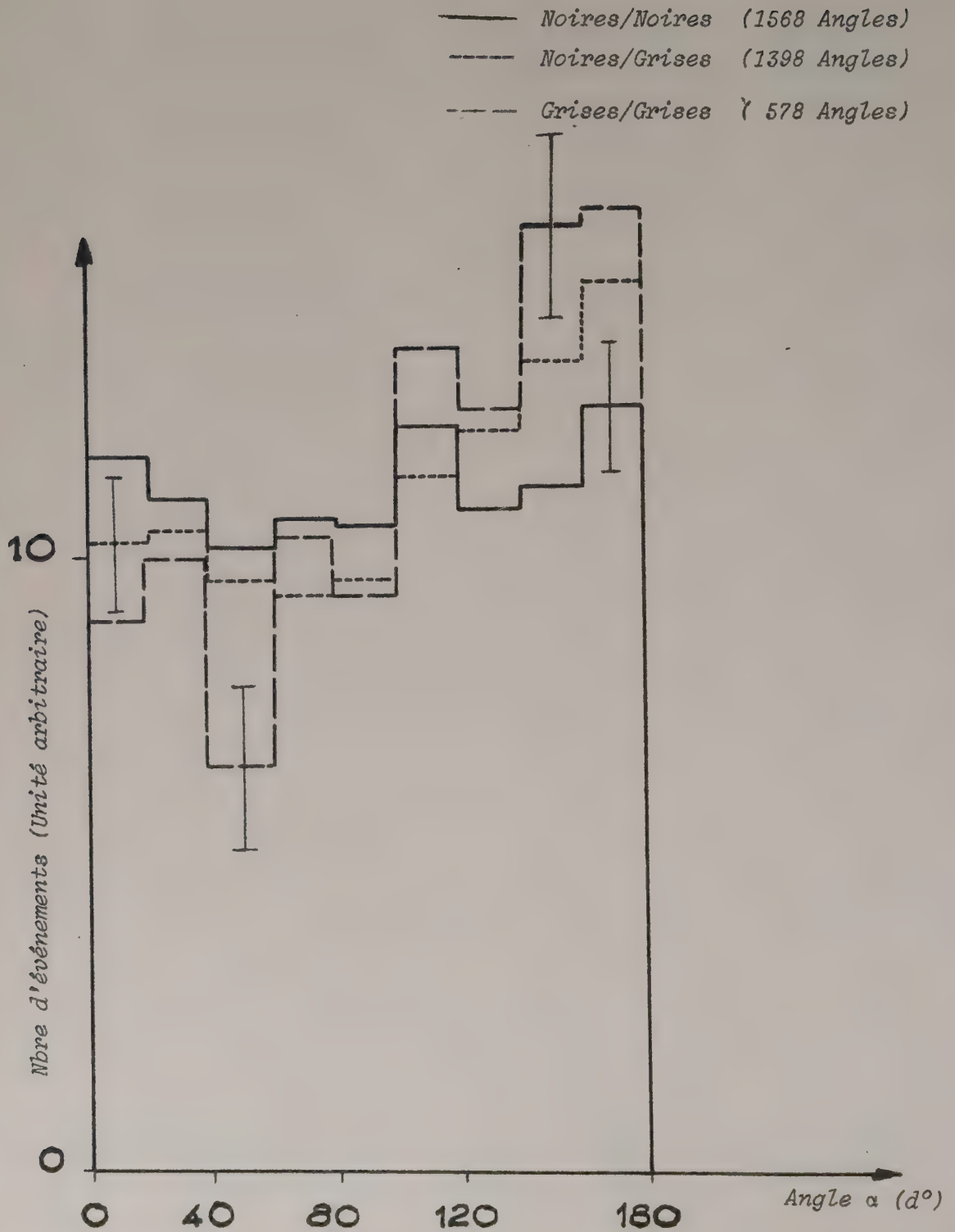


donnerait donc également des noyaux ${}^3\text{He}$ distribués isotropiquement, en contradiction absolue avec les résultats expérimentaux à notre énergie incidente. Ce mécanisme doit donc être écarté.

La figure (35) donne la distribution en énergie des hélions, calculée d'après leur parcours. Comme nous ne savons pas à priori s'il s'agit de l'isotope 3 ou 4, les distributions correspondant aux deux éventualités ont été figurées.

Ces spectres angulaires et en énergie ressemblent à ceux observés à plus de 10 GeV d'énergie incidente, dans les émulsions (14, 20-22, 24, 68) et les chambres à bulles à liquides lourds (54) ; en particulier le spectre

Fig. 36
 événements (T)
 Corrélations entre branches



différentiel en énergie peut être rendu par une expression de la forme :

$$\frac{dE}{dN} = k E^{-y}$$

avec k constant et "y" compris entre 2,1 et 2,4.

§ 5. Corrélations entre branches

Appelons plan d'éjection d'une particule le plan contenant sa direction et celle du primaire. Soit α l'angle formé par les plans d'éjection de deux branches dans une étoile. La figure (36) en donne la distribution dans les événements témoins entre : 1°- 2 branches "noires" ; 2°- 1 "noire" et 1 "grise" ; 3°- 2 "grises". Il est à noter que s'il n'y avait pas de corrélation entre les directions des secondaires autres que celles découlant des histogrammes 24 et 28, la répartition des angles α serait isotrope. C'est à peu près le cas pour les branches "noires".

Dans le tableau suivant, nous donnons le pourcentage ξ des angles ξ° compris entre 90° et 160° .

EVENEMENTS TEMOINS (T)

α pris entre	ξ
noires-noires	$(52 \pm 2) \%$
noires-grises	$(56,7 \pm 2) \%$
grises-grises	$(60 \pm 4) \%$

EVENEMENTS (He)

α pris entre	Classes		
	A	B	C
hélium-"noire"	$(55,8 \pm 2) \%$	$(53,2 \pm 2) \%$	$(57,5 \pm 5) \%$
hélium-"grise"	$(62,5 \pm 3) \%$	$(67 \pm 3) \%$	$(76 \pm 6) \%$

La valeur de ξ pour les branches "grises" des étoiles (T) indique que celles-ci ont tendance à s'écarter les unes des autres plus que ne le voudrait une répartition au hasard. Cette corrélation s'explique aisément par la nécessité de conserver la quantité de mouvement, qui impose une

balance des composantes transverses par rapport au primaire. Le noyau résiduel, émetteur de branches "noires", contribue aussi à cette balance, quoique de façon moins significative, comme tend à l'indiquer la valeur de ξ se rapportant aux couples "noires"- "grises".

Si nous considérons maintenant les événements (He), nous retrouvons ces mêmes corrélations. Quand l'énergie de l'hélium croît (passage de la Classe A à la C) la corrélation avec les branches "grises" augmente, tandis qu'elle ne varie pas avec les "noires". On peut donc en conclure que ce sont les nucléons de cascade qui équilibrent la quantité de mouvement transverse de l'hélium : ainsi l'émission de celui-ci est un phénomène fondamentalement lié à la cascade intranucléaire, et non pas au noyau excité. D'ailleurs, l'excitation moyenne de ce dernier, à en juger par le nombre de branches "noires", est sensiblement identique à celle observée dans les interactions témoins (§2).

L'hypothèse d'une émission par un mécanisme concernant le noyau tout entier étant écartée, il nous reste les deux processus décrits dans la 1ère partie : "pick-up" et éjection de sous-structures. Il est impossible de déduire de prime abord celui qui est prépondérant ; des calculs s'imposent, qui seront menés dans la 3ème partie.

Tous les travaux de classement, les calculs d'angles et de pondérations géométriques ont été effectués à l'aide de l'ordinateur IBM 1620 du Laboratoire de Physique Nucléaire et du Centre de Calcul de l'Université de Clermont .

TROISIEME PARTIE

TROISIEME PARTIE

Un simple examen des résultats expérimentaux exposés dans la deuxième partie ne permet pas de dégager des conclusions en faveur d'un modèle théorique particulier, pour la production d'hélium de haute énergie.

Il est donc nécessaire de calculer pour ces particules les sections efficaces et les distributions en énergie et en angle prévues par les modèles théoriques du "pick-up" et de l'éjection de sous-structures, afin de les comparer avec l'expérience. Ces calculs sont effectués par "Méthode de Monte-Carlo".

Le Chapitre I concerne l'éjection de sous-structures. Les paramètres de ce modèle théorique sont relativement bien définis, et des prévisions assez précises sont possibles, en particulier pour la section efficace d'éjection d'hélium d'énergie supérieure à 50 MeV.

Il n'en est pas de même pour les calculs concernant le modèle de "pick-up" (Chapitre II). A notre énergie incidente, celui-ci est complexe, et nous sommes contraints de faire plusieurs approximations assez grossières, telles que d'employer le modèle sommaire proposé à la fin de la Première Partie. Les résultats seront donc surtout qualitatifs. En particulier, il n'est pas possible d'évaluer la section efficace totale.

Dans toute cette Partie de notre travail, nous prenons pour la distribution $f_c(\vec{p})$ des nucléons de cascade dans une interaction proton-noyau l'expression calculée dans l'Appendice B d'après les travaux de METROPOLIS et nos propres résultats expérimentaux.

TROISIEME PARTIE

CALCULS RELATIFS AUX MECANISMES D'EMISSION

Chapitre I

Calculs d'éjection de sous-structures	p.69
§ 1 Hypothèses de départ	p.69
§ 2 Cinématique du choc nucléon- α en mouvement	p.70
§ 3 Principe de la méthode de Monte-Carlo	p.74
§ 4 Calculs pour une énergie donnée du nucléon de cascade	p.75
§ 5 Intégration sur la distribution des nucléons de cascade	p.77

Chapitre II

Calculs de "pick-up"	p.79
§ 1 Présentation du problème	p.79
§ 2 Choix des distributions de nucléons	p.81
§ 3 Calculs de Monte-Carlo	p.83

Chapitre I

CALCULS D'EJECTION DE SOUS-STRUCTURES

§ 1. Hypothèses de départ

Les sous-structures ${}^4\text{He}$ sont supposées localisées dans la couche périphérique du noyau. Nous leur attribuons l'énergie cinétique moyenne

$$W = 10 \text{ MeV}$$

leurs directions de mouvement étant réparties isotropiquement, cette valeur étant celle qui donne le meilleur accord pour les basses énergies d'éjection (GAUVIN, LEFORT, TARAGGO(96)) dans le Bismuth. Comme ces auteurs, nous admettons que la probabilité γ pour un nucléon de faire partie d'une sous-structure à un instant donné est, dans la zone de faible densité autour du noyau : (Voir Chapitre III, 1ère partie)

$$\gamma = 0,75$$

Ceci conduit pour AgBr à un nombre de groupements ${}^4\text{He}$ instantanés :

$$N = 11$$

L'énergie de liaison de la sous-structure dans AgBr est d'environ 5 MeV ; l'énergie cinétique étant de 10 MeV, nous pouvons considérer ces particules α préformées comme étant placées dans un puits de potentiel de 15 MeV. L'éjection d'un hélium de plus de 50 MeV à l'extérieur du noyau, lui imposera donc d'en avoir 65 (en énergie cinétique) à l'intérieur.

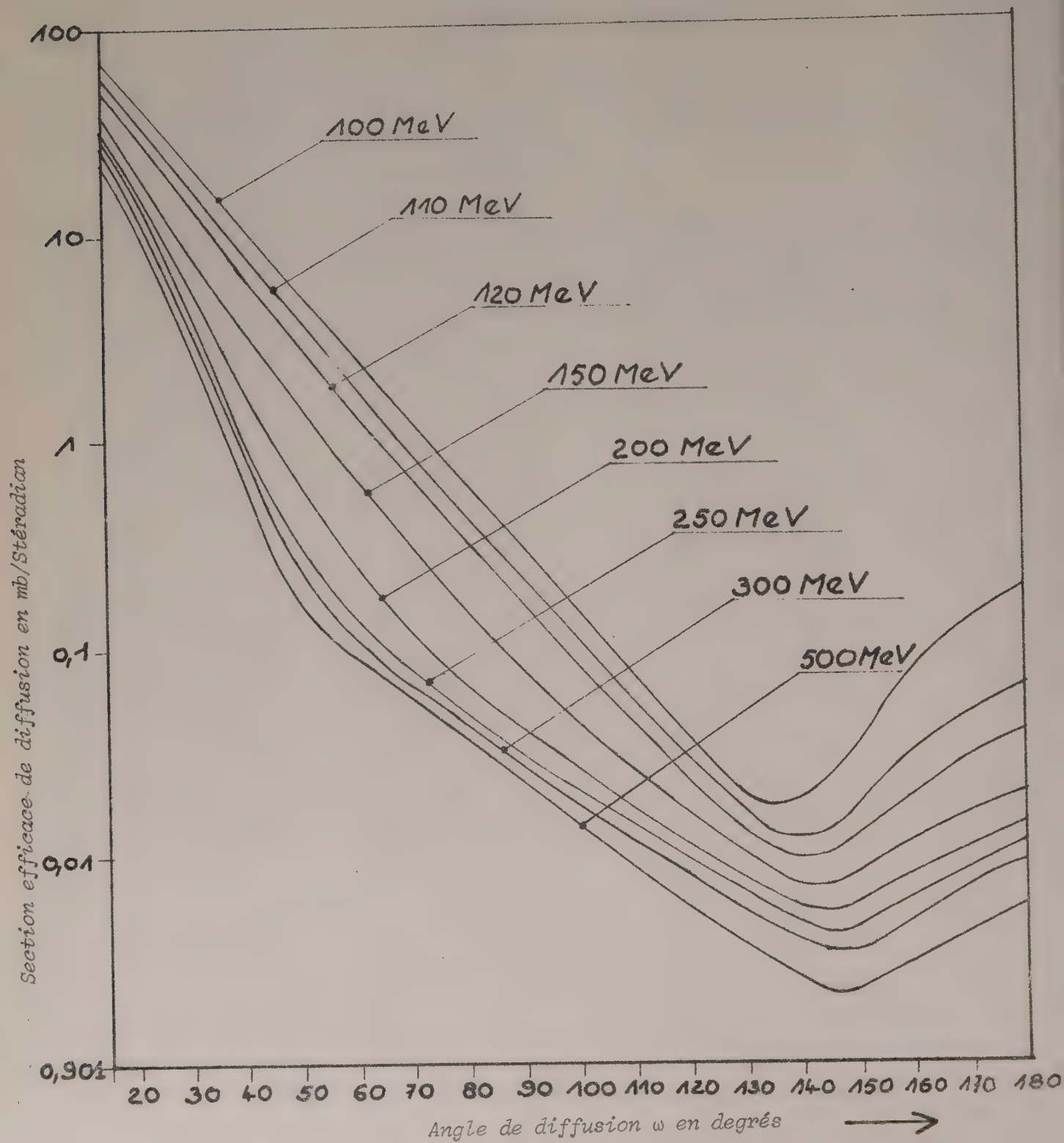
Nous prenons pour les nucléons de cascade une profondeur $V_0 = 35 \text{ MeV}$ du puits de potentiel et nous estimons l'énergie moyenne de FERMI à

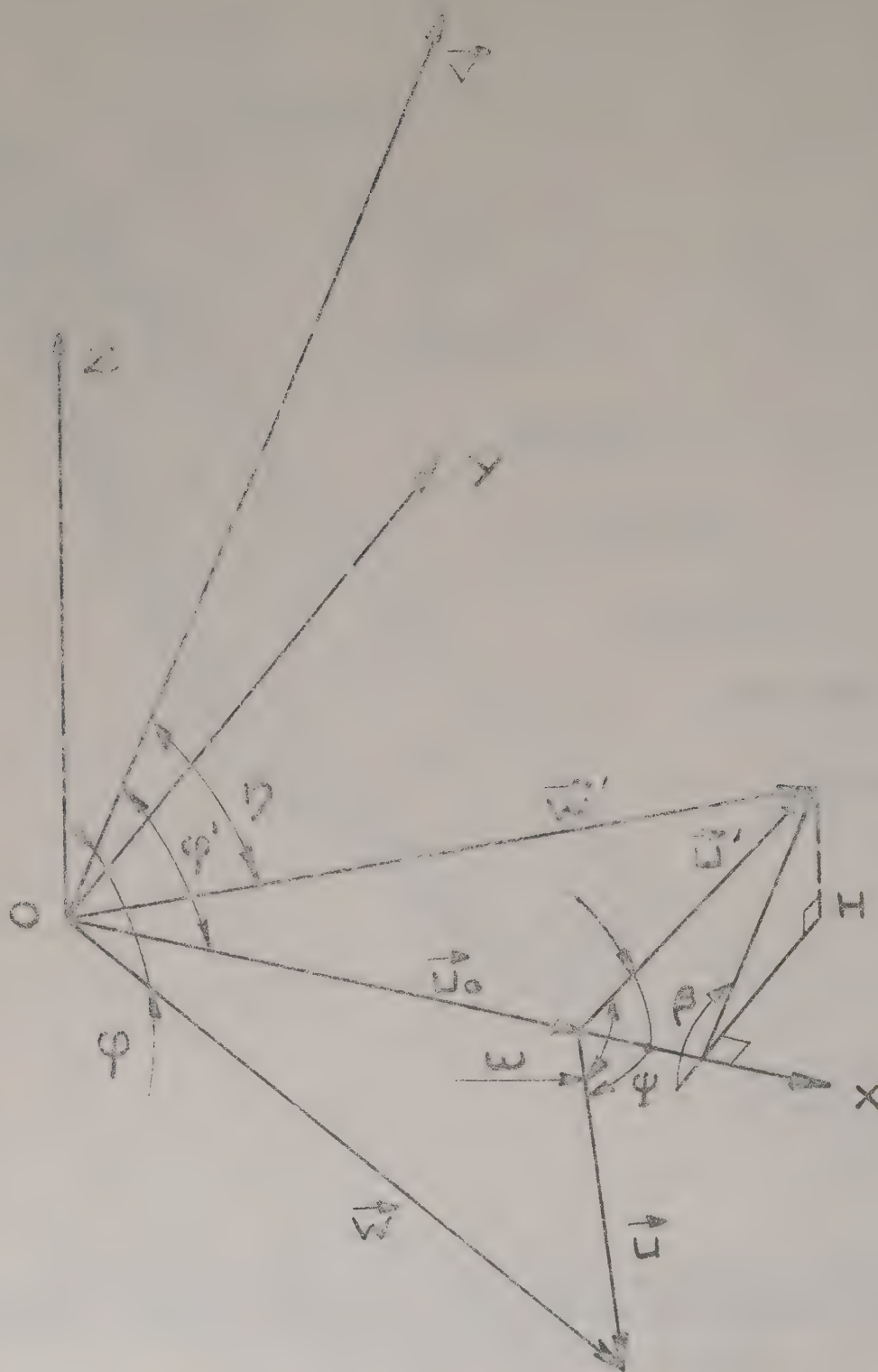
$$E_f = 27 \text{ MeV}$$

Nous cherchons les probabilités d'éjection de sous-structures au-dessus de notre seuil d'énergie, par les nucléons de cascade. La distribution $f_c(\vec{p})$ de ceux-ci sera celle donnée dans la deuxième partie (expression (18), Chapitre VII). La cinématique est celle d'un choc élastique entre un nucléon et un noyau ${}^4\text{He}$ ayant tous deux une vitesse initiale non nulle.

Fig. 37

Sections efficaces de diffusion élastique nucléon - particule α
dans le centre de masse.



Cinématique du choc nucléon - particule α 

Les sections efficaces nucléons- α , $\frac{d\sigma(E_c, \omega)}{d\Omega}$ sont données dans le centre de Masse, pour plusieurs valeurs E_c de l'énergie incidente, par la figure 37. Ces courbes sont obtenues par compilation des résultats expérimentaux existant sur le choc nucléon- α (119-126), celui-ci étant considéré comme indépendant de la charge.

Il est tenu compte du principe d'exclusion de PAULI en interdisant les collisions pour lesquelles le nucléon possède, dans l'état final, une énergie inférieure à E_f . La conservation de l'énergie impose donc à la particule de cascade d'avoir plus de 82 MeV (toujours dans le noyau) pour éjecter une particule α d'énergie "extérieure" supérieure à 50 MeV.

Les réflexions et réfractions sur les bords du puits de potentiel sont négligées, ainsi que la possibilité d'un deuxième choc pour la particule α dans les couches externes du noyau.

§ 2. Cinématique du choc proton- α en mouvement

Dans les calculs suivants, inspirés de ceux de OSTROUMOV et coll.(8) et de GAUVIN, LEFORT, TARAGGO (127), nous prenons, pour simplifier, la masse du nucléon égale à 1, et celle de la particule α égale à 4. Le problème est traité en mécanique non relativiste.

Notations (Figure 38) :

E, W	: énergies cinétiques du nucléon et de la particule α avant le choc	} DANS LE SYSTEME DU LABORATOIRE
$\vec{v}, \vec{w}$	: vitesses du nucléon et de la particule α avant le choc	
$\vec{w}'$	: vitesse de la particule α après le choc	
ϕ	: angle de $\vec{v}$ et $\vec{w}$	
$\vec{u}_0$	: vitesse du centre de masse	} DANS LE SYSTEME DU CENTRE DE MASSE
β	: angle des plans de diffusion	
ω	: angle de diffusion	
$\vec{u}, \vec{u}'$	: vitesses de la particule α avant et après le choc	
ψ	: angle entre $\vec{u}$ et $\vec{u}_0$	
ϵ	: angle entre $\vec{u}'$ et $\vec{u}_0$	

Le trièdre de référence OXYZ est ainsi défini : OX suivant $\vec{u}_0$, OY dans le plan défini par $\vec{v}$ et $\vec{w}$, OZ perpendiculaire à celui-ci.

Vitesse du centre de masse :

$$\vec{u}_0 = \frac{4}{5} \vec{w} + \frac{\vec{v}}{5}$$

donc

$$u_0^2 = \frac{16}{25} w^2 + \frac{v^2}{25} + \frac{8}{25} v w \cos \phi$$

ou encore

$$u_0^2 = \frac{8}{25} W + \frac{2}{25} E + \frac{8}{25} \sqrt{EW} \cos \phi$$

Vitesse de la particule α dans le centre de masse : la conservation de la quantité de mouvement impose :

$$|\vec{u}| = |\vec{u}'|$$

où

$$\vec{u} = \frac{1}{5} (\vec{w} - \vec{v})$$

donc

$$u^2 = \frac{1}{25} \left(\frac{W}{2} + 2 E - 2 \sqrt{EW} \cos \phi \right)$$

Energie de la particule α dans le centre de masse : $2 u^2$.

D'où énergie du nucléon dans le centre de masse :

$$E_c = \frac{8}{25} \left(\frac{W}{2} + 2 E - 2 \sqrt{EW} \cos \phi \right)$$

Energie de la particule α après le choc dans le système de laboratoire :

$$T_n = 2 (\vec{u}' + \vec{u}_0)^2 = 2 (u^2 + u_0^2 + 2 u u_0 \cos \epsilon)$$

avec $\cos \epsilon = \cos w \cos \psi + \sin w \sin \psi \cos \beta$

En prenant les expressions de u^2 et u_0^2 déjà calculées :

$$T_n = \frac{1}{25} \left[\frac{17}{2} W + 4 E + 6 \sqrt{EW} \cos \phi \right] + \frac{4}{25} \left[W^2 + E^2 + EW \left(\frac{17}{4} - 4 \cos^2 \phi \right) + 3 \sqrt{EW} (E - W) \cos \phi \right]^{1/2} \cos \epsilon$$

Evaluation de l'angle ψ :

$$\vec{w} = \vec{u} + \vec{u}_0$$

$$w^2 = u^2 + u_0^2 + 2 u u_0 \cos \psi$$

$$\cos \psi = \frac{u^2 + u_0^2 - w^2}{2 u u_0}$$

$$\cos \psi = - \frac{2 (E - W) + 3 \sqrt{EW} \cos \phi}{2 \left[3 \sqrt{EW} (E - W) \cos \phi + EW \left(\frac{17}{4} - 4 \cos^2 \phi \right) + W^2 + E^2 \right]^{1/2}} \quad (20)$$

Nous avons donc T_n , énergie finale de la particule α dans le système de laboratoire, mais à l'intérieur du noyau, sous la forme :

$$T_n = T_n (E, W, \phi, \omega, \beta)$$

Limite inférieure de $\cos \beta$

Nous imposons

$$T_n > T_\alpha$$

avec $T_\alpha = 65$ MeV, pour que hors du noyau $T > 50$ MeV. En explicitant $\cos \epsilon$ dans l'expression (19) en fonction de E, W et ω , ceci nous donne

$$\cos \beta > \frac{2 \left[2(E-W) + 3 \sqrt{EW} \cos \phi \right] \cos \omega - 6 \sqrt{EW} \cos \phi - 4(E-W) + 12,5(T_\alpha - W)}{10 \sqrt{EW} \sin \phi \sin \omega}$$

$\sin \phi \sin \omega$ étant toujours supérieurs à 0. Nous obtenons ainsi une limite inférieure pour $\cos \beta$, dans une limite supérieure β_m pour l'angle des plans de diffusion.

Influence du principe d'exclusion

Nous écrivons que l'énergie du nucléon après le choc devra être supérieure au niveau de FERMÍ, soit :

$$T_n < E + W - E_f$$

Comme précédemment, cela nous impose une limite sur β :

$$\cos \beta < \frac{2 \left[2(E-W) + 3 \sqrt{EW} \cos \phi \right] \cos \omega - 6 \sqrt{EW} \cos \phi + 4 W + 8,5 E - 12,5 E_f}{10 \sqrt{EW} \sin \phi \sin \omega} = \cos \beta_m \quad (21)$$

c'est-à-dire $\beta > \beta_m$.

Il faut tenir compte aussi de ce que l'on doit avoir :

$$-1 < \cos < 1$$

Si la zone de $\cos \beta$ permis est hors de ce domaine, il n'y a pas de plage de β réels, donc l'interaction considérée est impossible pour la combinaison de W, E, ϕ, ω choisie.

Calcul de l'angle d'émission de la particule α par rapport au nucléon.

Soit H la projection de l'extrémité de $\vec{w}'$ sur le plan XOY (figure 38) contenant $\vec{v}$ et $\vec{w}$. On voit immédiatement que les composantes de w' sont, sur les trois axes :

$$\vec{w}' \begin{cases} u_0 + u \cos \epsilon \\ u \sin \epsilon \cos \beta \\ u \sin \epsilon \sin \beta \end{cases}$$

Tandis que celles de v sont :

$$\vec{v} \begin{cases} v \cos \phi' \\ v \sin \phi' \\ 0 \end{cases}$$

ϕ' étant l'angle entre $\vec{v}$ et $\vec{u}_0$. L'angle η entre le nucléon incident et la particule α diffusée est donc donné par :

$$\cos \eta = \frac{(u_0 + u \cos \epsilon) \cos \phi' + u \sin \epsilon \sin \phi' \cos \beta}{w'}$$

avec

$$\cos \phi' = \frac{\vec{u}_0 \cdot \vec{v}}{u_0 \cdot v} = \frac{1}{5 u_0 \cdot v} (4 \vec{w} \cdot \vec{v} + v') = \frac{4 w \cos \alpha + v}{5 u_0}$$

$v, u, u_0, \epsilon, w, w'$ étant tous connus en fonction de $\phi, \omega, E, W, \beta$.

§ 3. Principe de la Méthode de Monte-Carlo

Soit une distribution connue $n(p)$ de la grandeur physique p comprise entre deux valeurs $p_{\min}$ et $p_{\max}$. Nous pouvons la simuler au moyen de ℓ tirages au hasard ; pour chacun de ceux-ci nous prenons :

$$p_i = p_{\min} + U_i (p_{\max} - p_{\min})$$

U_i étant un nombre aléatoire, de distribution équirépartie entre 0 et 1. A chaque valeur p_i est attribué un poids $n(p_i)$. Sur un grand nombre de tirages, nous aurons :

$$\frac{1}{\ell} \sum_i n(p_i) = \frac{1}{p_{\max} - p_{\min}} \int n(p) dp = \text{valeur moyenne de } p$$

et l'opération est exactement équivalente à une intégration. Cette procédure peut naturellement être étendue à l'intégration sur plusieurs variables,

$q^{(1)}, q^{(2)}, \dots, q^{(k)}$. Elle est très avantageuse quand celles-ci sont nombreuses et que $n(q^{(1)} \dots q^{(k)})$ n'est pas intégrable analytiquement :

$$\int n(q^{(1)}, \dots, q^{(k)}) dp^{(1)} \dots dq^{(k)} =$$

$$\frac{1}{\ell} \sum_i (q_{\max}^{(1)} - q_{\min}^{(1)}) \dots (q_{\max}^{(k)} - q_{\min}^{(k)}) \left\{ n(q_i^{(1)}, q_i^{(2)} \dots q_i^{(k)}) \right\}$$

$$\text{avec toujours } q_i^{(j)} = q_{\min}^{(j)} + U_i (q_{\max}^{(j)} - q_{\min}^{(j)})$$

Ce choix de k variables correspond physiquement à celui des paramètres définissant une configuration donnée pour un événement. A chaque événement i correspond donc autant de tirages qu'il y a de variables. Bien entendu, les limites de la $j^{\text{ème}}$ variable peuvent être fonction de celles précédemment tirées. La précision du résultat est d'autant meilleure que le nombre de reconstitutions d'événements est plus grand.

Nous avons pris pour U une distribution équirépartie. Supposons que pour l'une des variables $q^{(j)}$, une partie restreinte du domaine apporte une contribution importante à l'ensemble ($n(\dots q^{(j)} \dots)$ grand). Une faible partie des tirages y tomberait, et l'incertitude statistique serait grande. On favorise donc la zone en question en remplaçant U_i par une fonction

adéquate de U_i :

$$V_i = g(U_i)$$

et en pondérant $n(q_i^{(1)} \dots q_i^{(k)})$ par $g'(U_i) = \frac{dg}{dU_i}$.

Le système le plus tentant serait de tirer directement les variables suivant les distributions $n(q)$; mais cela est rarement avantageux à cause de leur complexité, tandis que l'on peut souvent choisir une fonction de $g(U)$ très simple. Nous avons alors :

$$\int n(q^{(1)} \dots q^{(k)}) dq^{(1)} \dots dq^{(k)} = \frac{1}{\ell} \sum_i (q_{\max}^{(1)} - q_{\min}^{(1)}) \dots (q_{\max}^{(k)} - q_{\min}^{(k)}) n(q_i^{(1)} \dots q_i^{(k)}) g'(U_i)$$

avec $q_i^{(j)} = q_{\min}^{(j)} - g(U_i)(q_{\max}^{(j)} - q_{\min}^{(j)})$.

La méthode de Monte-Carlo consiste donc pour nous à tirer au hasard une configuration de l'événement et à la pondérer par la grandeur :

$$a_i = \frac{1}{\ell} (q_{\max}^{(1)} - q_{\min}^{(1)}) \dots (q_{\max}^{(k)} - q_{\min}^{(k)}) n(q_i^{(1)} \dots q_i^{(k)})$$

(on a pris ici $g(U_i) = U_i$). Le résultat de l'intégration est : $\sum_i a_i$.

Nous pouvons évidemment, au fur et à mesure qu'ils sont tirés, classer les événements dans différentes catégories. La probabilité (ou encore la section efficace) pour chacune de celle-ci sera la somme des a_i correspondants. Les distributions différentielles sont ainsi obtenues.

§ 4. Calcul pour une énergie donnée du nucléon de cascade

a) Section efficace

Soit $\sigma_T(E)$ la section efficace d'obtention d'une particule de plus de 65 MeV à partir d'un nucléon d'énergie cinétique E , à l'intérieur du noyau. (W : énergie cinétique de la sous-structure avant le choc est pris égal à 10 MeV). La distribution de $\vec{w}$ étant isotrope, et la section

efficace ne dépendant pas de β , nous avons :

$$\sigma_T(E) = 4\pi \int \frac{d\sigma(E_c, \omega)}{d\Omega} \{ \beta_M - \beta_m \} \sin \omega \sin \phi \, d\omega \, d\phi$$

Il faut garder à l'esprit que E_c est fonction de E et ϕ , et β_M, β_m de E, ω, ϕ (§ 2), ainsi que le domaine d'intégration, soumis aux contraintes cinématiques déjà exprimées.

$\cos \omega$ est plus pratique comme variable d'intégration que ω . Nous écrivons donc :

$$\sigma_T(E) = 4\pi \int \frac{d\sigma(E, \phi, \omega)}{d\Omega} \{ \beta_M - \beta_m \} \sin \phi \, d\phi \, d(\cos \omega)$$

L'intégration a été faite numériquement, avec un pas $\Delta(\cos \omega) = 0,01$ sur $\cos \omega$, et $\Delta\phi = 5^\circ$ sur ϕ , sur tout le domaine de $\cos \omega$ (+ 1 à - 1) et de ϕ (0 à π). Il était tenu compte des limites d'intégration imposées par la cinématique de la façon suivante : quand les valeurs de β possibles étaient toutes imaginaires ($|\cos \beta| > 1$), nous posions :

$$\beta_M - \beta_m = 0$$

éliminant ainsi les régions interdites.

b) Distributions en angle et en énergie de la particule α après le choc

A chaque pas (ω, ϕ fixés à $\Delta\omega, \Delta\phi$ près) la valeur de β était tirée au hasard suivant une distribution équirépartie (puisque la section efficace ne dépend pas de β), entre β_M et β_m , ceci bien entendu quand il existait un domaine de β possibles réel. Nous avons ainsi la reconstitution d'un événement auquel correspondait une énergie et un angle final T_n et η . Suivant la méthode indiquée à la fin du § 3, cet événement était affecté du coefficient de pondération

$$a_i = 4\pi \frac{d\sigma(E, \omega, \phi)}{d\Omega} \{ \beta_M - \beta_m \} \sin \phi \, \Delta\phi \, (\Delta \cos \omega) \quad (24)$$

$\ell = 1$, puisque un seul tirage était fait sur β pour ϕ et ω donnés, l'intégration sur ces derniers se faisant classiquement.

Fig. 39

Organigramme des calculs d'éjection
de sous-structure par un nucléon d'énergie E

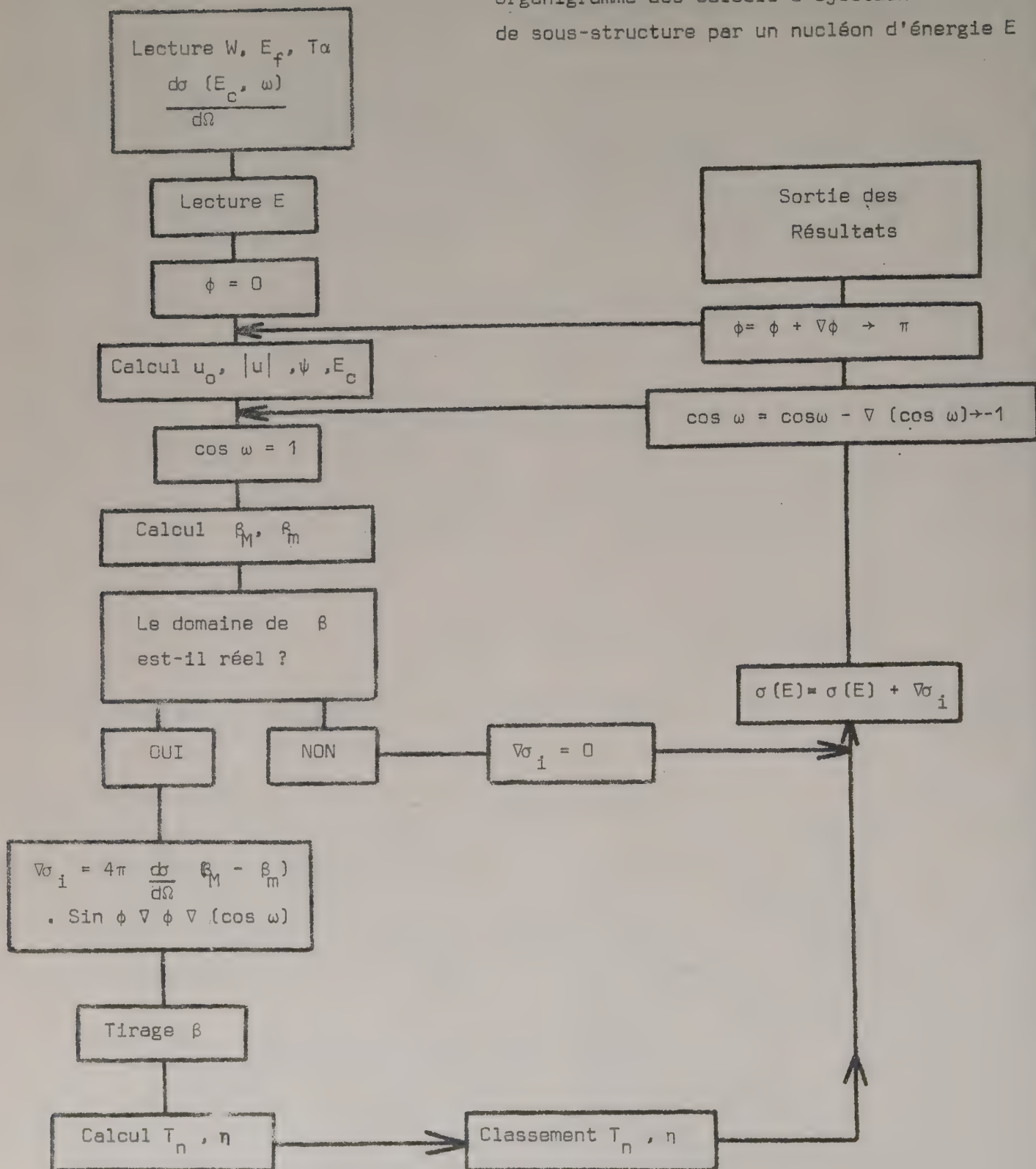


Fig. 40

Section efficace d'obtention d'un noyau
 ^4He d'énergie supérieure à 50 Mev.

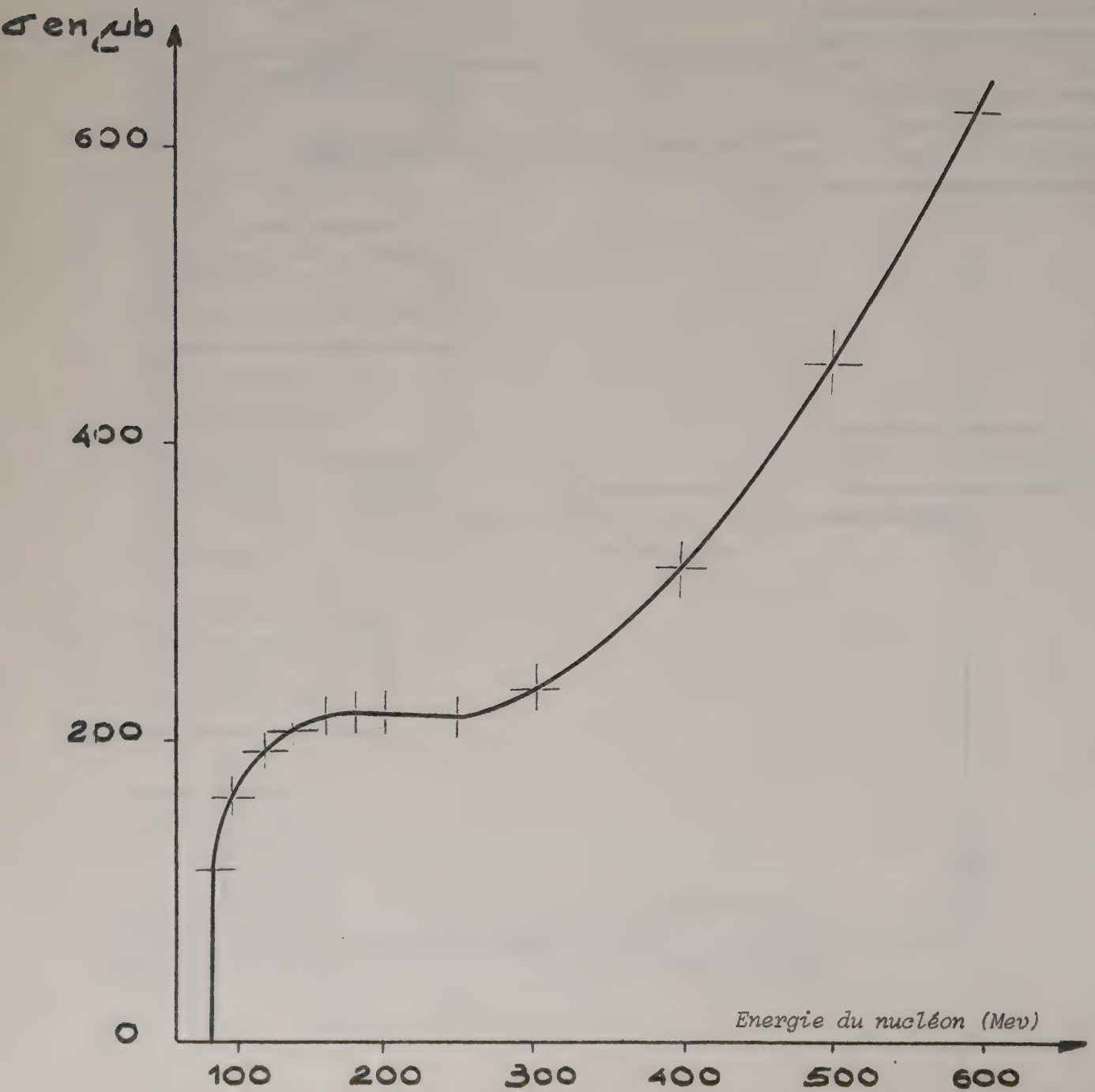


Fig. 41
Ejection de sous-structures
Spectres en énergie

— $E = 100 \text{ Mev}$
-- $E = 200 \text{ Mev}$
-- $E = 300 \text{ Mev}$

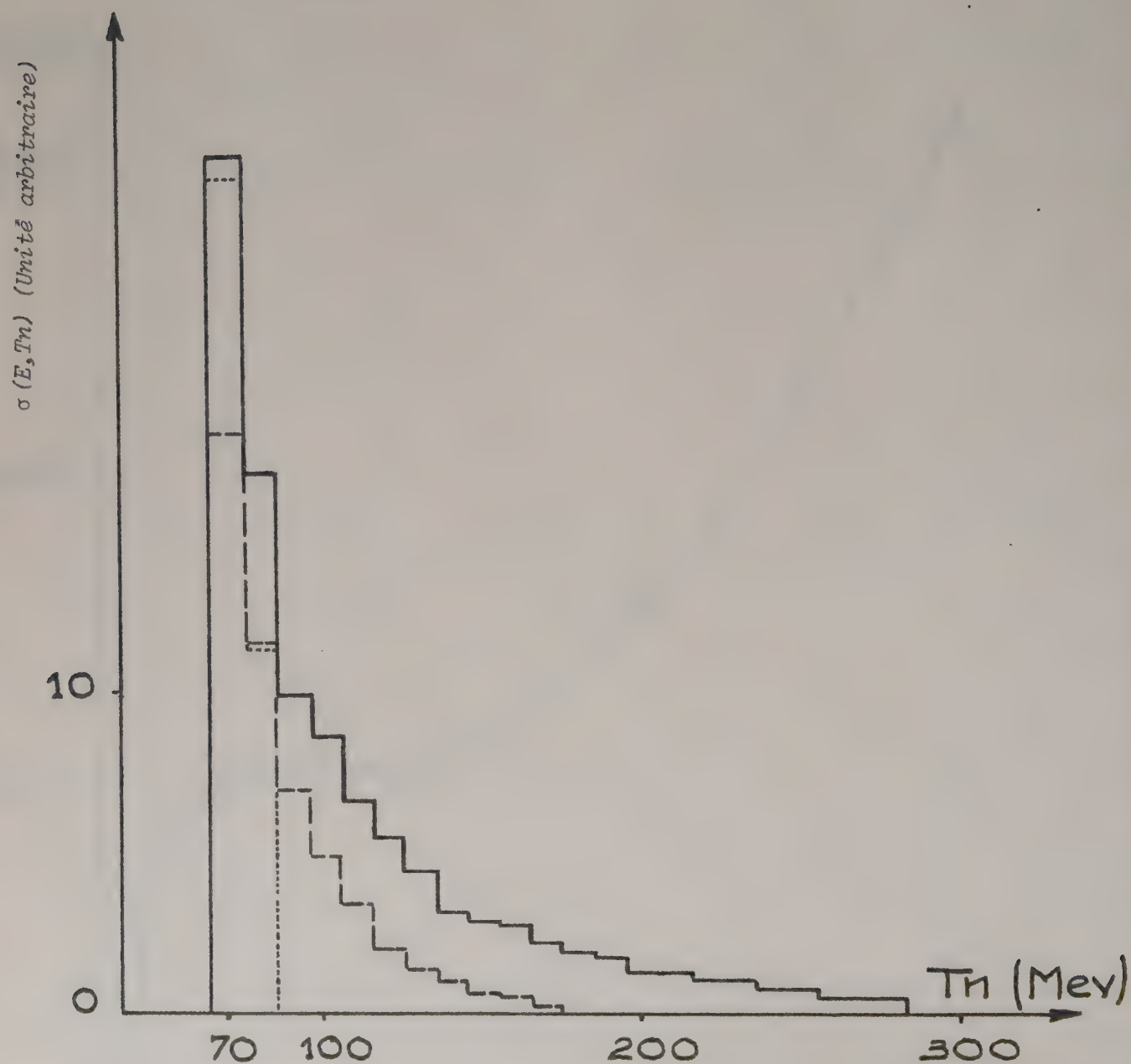
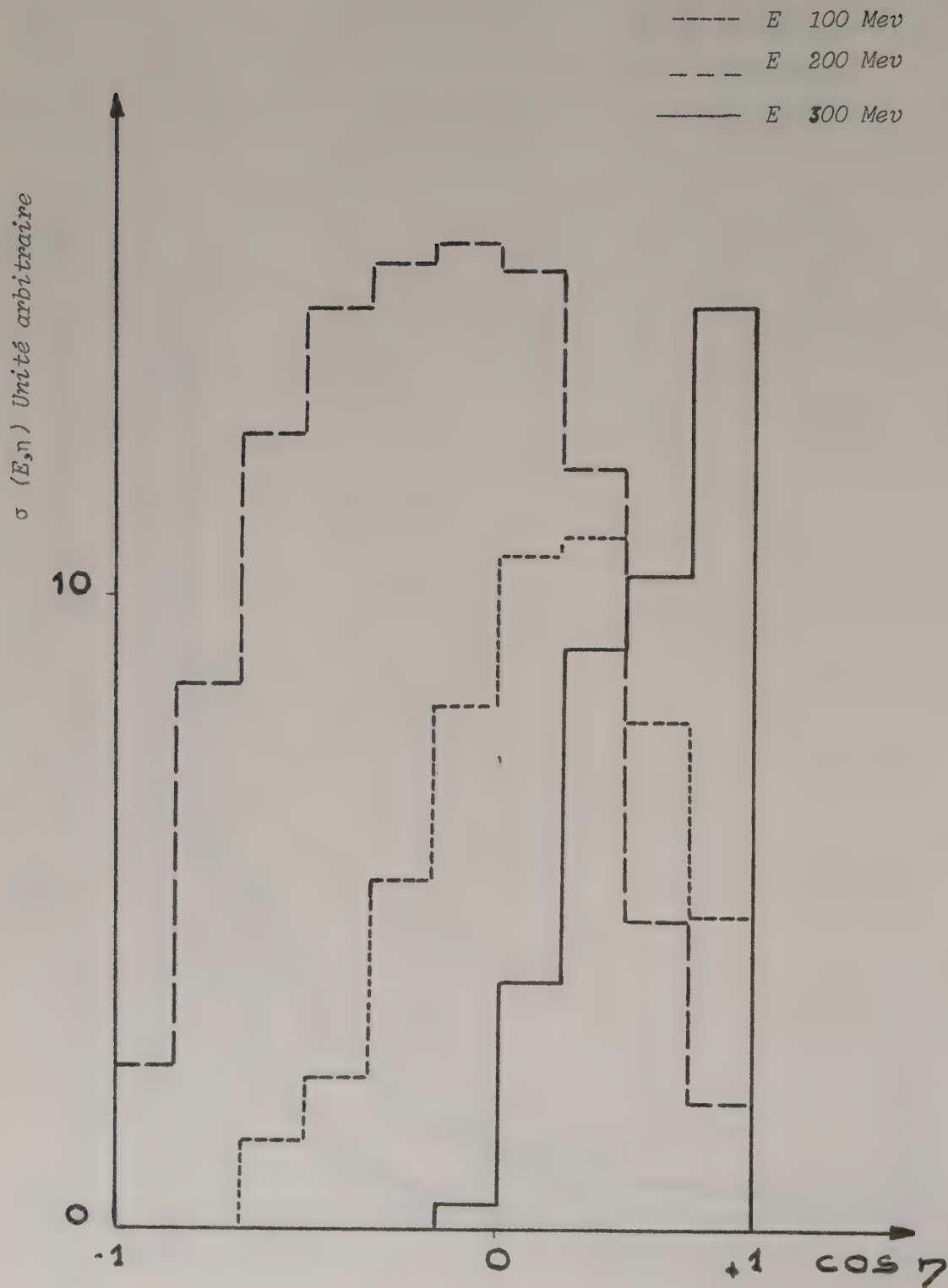


Fig. 42

Ejection de sous-structures

Distributions angulaires



Nous avons par exemple pour l'expression de la section efficace correspondant à l'énergie finale $T'_n < T_n < T''_n$ la somme des a_1 qui correspondent à des événements de ce type, à l'erreur statistique près. On en déduit les distributions de T_n et η pour E donné.

La figure 39 donne l'organigramme des calculs. Ceux-ci ont été programmés sur l'ordinateur CDC 6600 du CERN, pour $E = 90, 100, 120, 140, 160, 180, 200, 250, 300, 400, 500$ et 600 MeV. La routine de tirage de nombres aléatoires était celle dite "modulo M".

La figure 40 donne la variation de la section efficace $\sigma_T(E)$, E désignant l'énergie du nucléon incident dans le noyau. Rappelons que nous imposons $T_n > 65$ MeV, pour avoir une particule α d'énergie extérieure égale ou supérieure à 50 MeV.

Les figures 41 et 42 donnent les distributions $\sigma(E, T_n)$ et $\sigma(E, \eta)$ pour quelques valeurs de E . Le spectre d'énergie $\sigma(E, T)$ des sous-structures projetées hors du noyau est facilement obtenu en décalant $\sigma(E, T_n)$ de 15 MeV vers la gauche.

§ 5. Intégration sur la distribution des nucléons de cascade

a) Section efficace totale

Tous les résultats précédents ont été obtenus pour des valeurs de E fixées ; il faut maintenant obtenir les résultats finaux en intégrant sur les distributions de cascade.

En supposant que les positions des chocs soient réparties régulièrement dans tout le noyau, la cascade peut être décomposée en faisceau de particules parallèles, correspondant à une direction donnée. Chacun traversera une demi-sphère de la surface nucléaire et pourra donc interagir avec $N/2$ sous-structures.

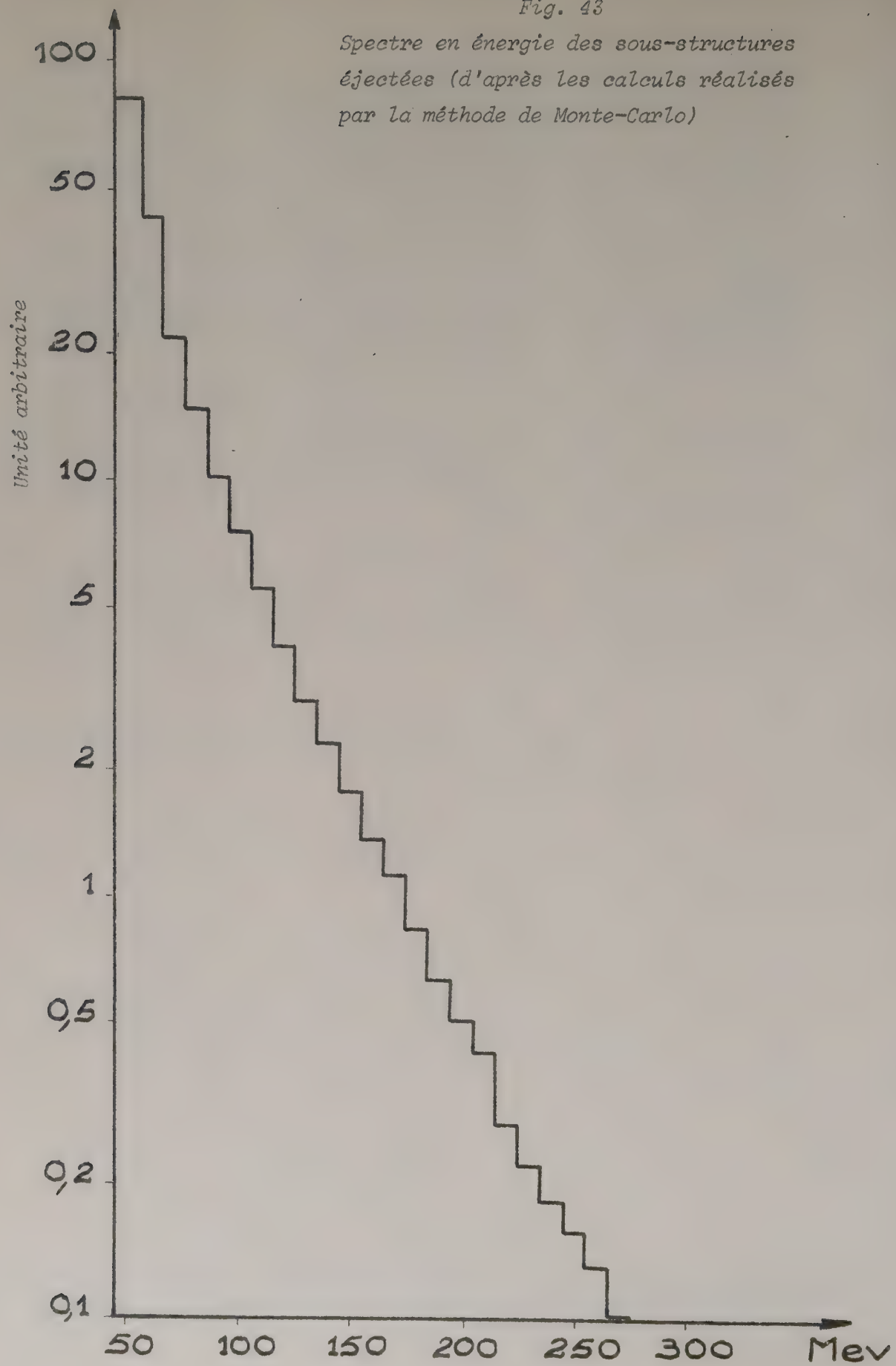
La section efficace totale sera donc :

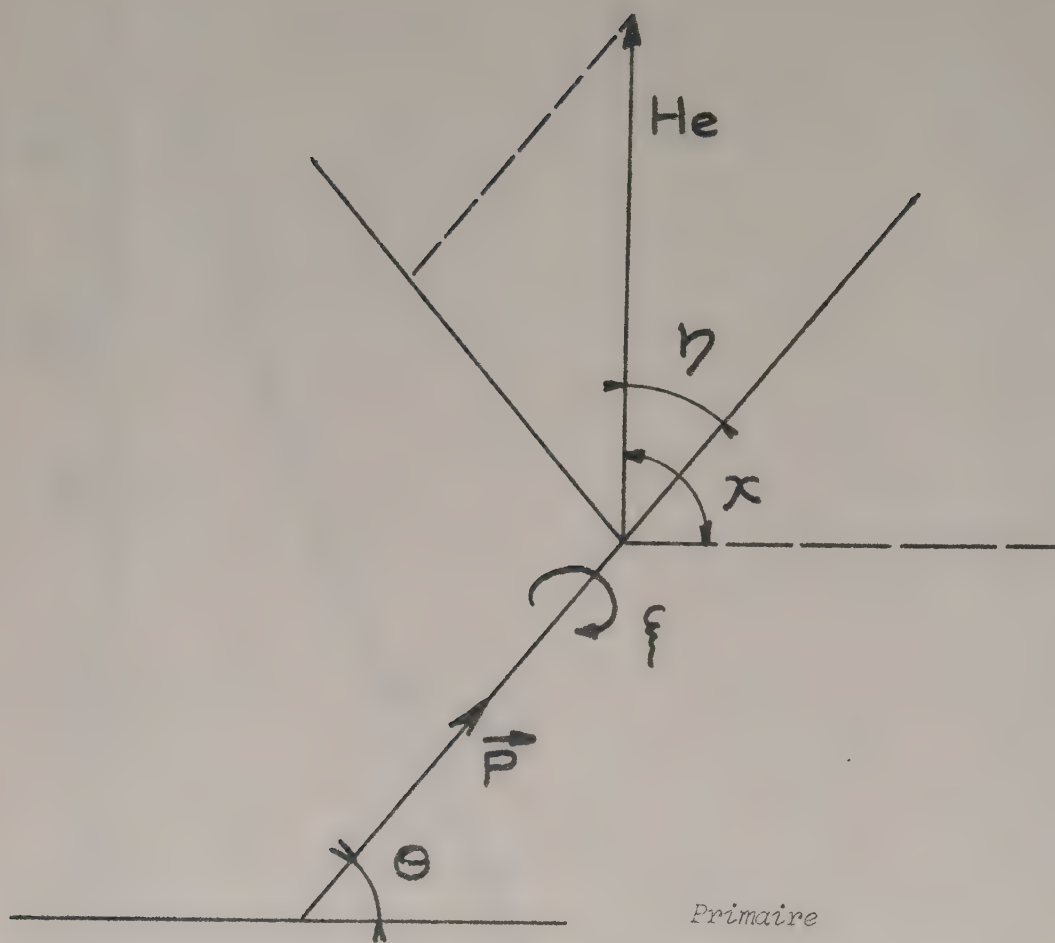
$$\sigma = \frac{N}{2} \int_{E_1}^{E_2} f_c(E) \sigma_T(E) dE$$

N étant pris égal à 11 (§ 1) et $f_c(E)$ étant l'expression déjà calculée ((7), 2ème partie, Chapitre VII). E_1 est l'énergie cinétique minimale, 82 MeV, nécessaire pour le nucléon ; $E_2 = 600$ MeV.

Fig. 43

*Spectre en énergie des sous-structures
éjectées (d'après les calculs réalisés
par la méthode de Monte-Carlo)*



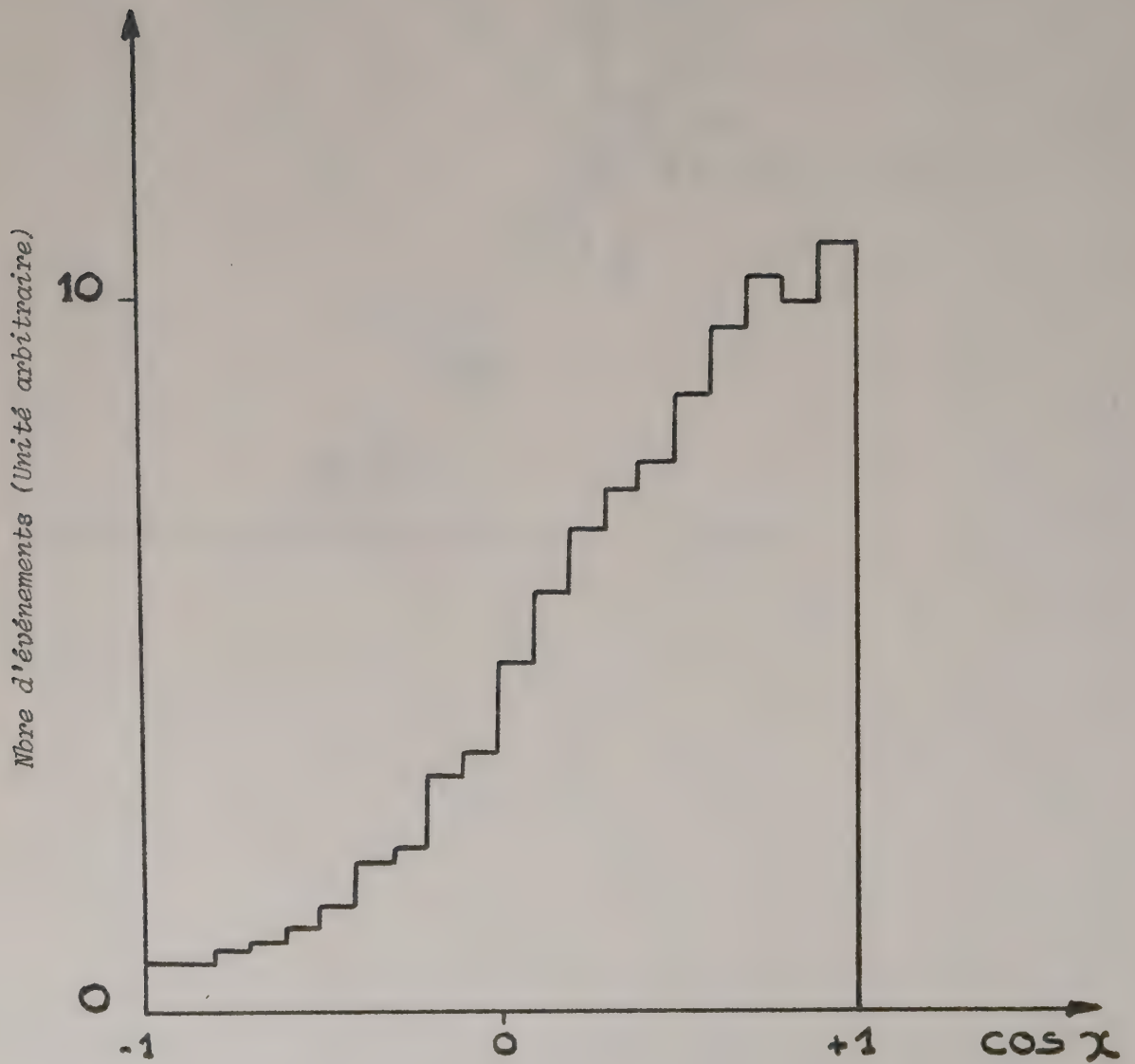


Primaire

Fig. 44

Fig. 45

*Distribution angulaire des sous-structures
éjectées (calculée par la méthode de Monte-Carlo)*



L'intégration numérique se fait sans difficulté, et on trouve :

$$\sigma = 2,3 \text{ mb.}$$

b) Distribution en énergie

La distribution totale en énergie des particules hors du noyau se calcule aussi facilement :

$$\sigma(T) = \frac{N}{2} \int_{E_1}^{E_2} \sigma(E,T) f_c(E) dE$$

Ici également l'intégration se fait numériquement. Le résultat est donné dans la figure 43.

Considérons (Figure 44) un proton ou un neutron de cascade, d'énergie cinétique E , de quantité de mouvement $\vec{p}$ faisant l'angle θ avec la direction incidente. Il heurte une sous-structure, qui est éjectée avec l'angle η par rapport à la direction de $\vec{p}$. Soit ξ l'angle entre les plans contenant $\vec{p}$ et la direction incidente, d'une part, $\vec{p}$ et la direction du fragment d'autre part. L'angle χ de cette dernière avec la direction du proton incident sera donné par :

$$\cos \chi = \sin \theta \sin \eta \cos \xi + \cos \theta \cos \eta$$

La distribution du mouvement des sous-structures étant isotrope, ξ est équiréparti entre 0 et π .

Nous reconstituons la distribution de χ en tirant pour chaque événement $\cos \theta$, p , $\cos \eta$, ξ , ce qui permet le calcul de χ . $\cos \eta$ est tiré entre 0 et 1 car $\sigma(E,\eta) \equiv \sigma(p,\eta)$ montre que $\cos \eta$ est toujours supérieur à 0. Le poids attribué à chaque événement sera donc :

$$a_i = \frac{4 \pi}{\ell} (p_{\max} - p_{\min}) f_c(\theta, p) \sigma(p, \eta)$$

$f_c(\theta, p)$ étant la distribution $f_c(\vec{p})$ donnée dans le Chapitre VII de la 2ème partie. Le facteur 4π vient de ce que f_c est donné en particules par stéradian.

Nous obtenons ainsi la distribution angulaire (Figure 45).

Cette dernière partie des calculs a été menée sur l'ordinateur IBM 1620 de la Faculté des Sciences de Clermont et a nécessité environ 40 h de temps machine (50.000 événements). Le générateur de nombres au hasard était celui mis au point par J. ALTABER (132).

Chapitre II

CALCULS DE "PICK-UP"

§ 1. Présentation du problème

Le traitement de cette partie est bien moins rigoureux que le précédent. Nous visons seulement à obtenir des résultats qualitatifs, à partir des hypothèses assez sommaires que nous sommes obligés de faire. Comme précédemment, tous les calculs sont faits en mécanique non relativiste.

Nous reprenons le modèle exprimé à la fin du Chapitre II de la 1ère partie, à savoir :

2 nucléons, ayant à l'intérieur du noyau une quantité de mouvement relative δp inférieure à une certaine valeur Δp , par rapport à un 3ème, s'agglomèrent avec celui-ci pour former un noyau léger de $A = 3$, par exemple ${}^3\text{He}$ s'il s'agit de 2 protons et 1 neutron. Si l'énergie cinétique moyenne des constituants est supérieure à la profondeur du puits de potentiel, donc si l'énergie cinétique totale est supérieure à 105 MeV, à l'intérieur du noyau, il y aura apparition d'un ${}^3\text{He}$ à l'extérieur. Nous ne tenons donc pas compte, dans cette formation, de la proximité en distance, mais seulement en quantité de mouvement. Cela est justifié, car le "rayon" du deutéron est relativement grand.

Soient $f'(\vec{p}_1)$, $f'(\vec{p}_2)$, $f'(\vec{p}_3)$ les distributions des 3 nucléons initiaux, dans le noyau, en nombre de nucléons/(GeV)³. Le faible parcours des ${}^3\text{He}$ dans la matière nucléaire impose leur formation dans les couches périphériques. La contribution de la cascade dans $f'(\vec{p})$ pourra donc être facilement évaluée à partir de la distribution extérieure, accessible expérimentalement, de ses constituants.

La probabilité, dans un événement, de formation d'un ${}^3\text{He}$ de quantité de mouvement comprise dans le domaine $\vec{P}$, $\vec{P} + d\vec{P}$ est :

$$n_{{}^3\text{He}}(\vec{P})d\vec{P} = \Gamma({}^3\text{He}) \int_V f'(\vec{p}_1)d\vec{p}_1 \int_V f'(\vec{p}_2)d\vec{p}_2 \int_V f'(\vec{p}_3)d\vec{p}_3 \quad (25)$$

V étant la sphère de rayon ΔP centrée sur l'extrémité de $\vec{p}_1$, dans l'espace des quantités de mouvement. De plus, la somme $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3$ est bien entendue astreinte à se trouver dans le domaine $\vec{P}, \vec{P} + d\vec{P}$; d'où une contrainte sur le volume d'intégration.

$\Gamma(^3\text{He})$ est la probabilité que les 3 nucléons comptent deux protons et un neutron ; en admettant 45 % de protons :

$$\Gamma(^3\text{He}) = 0,33$$

Pour un triton, nous aurions :

$$\Gamma(^3\text{H}) = 0,4$$

Le reste du mécanisme étant identique. Cela conduirait donc, à énergie égale, à :

$$\frac{\text{Nombre } ^3\text{He}}{\text{Nombre } ^3\text{H}} = 0,82 \quad (26)$$

Remarque - Si nous exprimons les distributions en fonction du nombre de nucléons par GeV/c et par stéradian $f(\vec{p})$:

$$f'(\vec{p}) = \frac{f(\vec{p})}{p^2}$$

et si nous faisons l'approximation des "petites quantités de mouvement relatives" (1ère partie, chapitre II, § 3), soit :

$$\vec{p}_1 \approx \vec{p}_2 \approx \vec{p}_3 \approx \vec{P}/3$$

Nous aurons une distribution finale de forme :

$$n_{^3\text{He}}(\vec{P}) = \frac{x}{p^6} \left\{ f\left(\frac{\vec{P}}{3}\right) \right\}^3$$

et nous retrouvons bien la forme calculée par KURTZ à partir d'hypothèses moins simplistes.

Nous ne pouvons cependant pas appliquer l'approximation des "petites quantités de mouvement relatives". En effet, p est de l'ordre de 0,5 GeV/c, tandis que ΔP devra être de l'ordre de grandeur des quantités de mouvement dans un noyau, c'est-à-dire $\approx 0,2$ GeV/c ; or, $f(\vec{p})$ varie très rapidement avec $\vec{p}$.

§ 2. Choix des distributions

On se place toujours dans le noyau.

Pour les nucléons de quantité de mouvement $p > 0,306 \text{ GeV/c}$, la distribution est celle, $f_c(\vec{p})$, calculée dans la 2ème partie (Chapitre VII), expression (18).

Pour les quantités de mouvement inférieures à la quantité de mouvement de FERMI, correspondant à $E_f = 27 \text{ MeV}$, soit

$$p_f = 0,225 \text{ GeV/c}$$

on peut adapter une distribution de FERMI, et un nombre moyen de 80 nucléons dans le noyau résiduel, après le passage de la cascade. Cela donne la distribution :

$$f_n(\vec{p}) = 1700 p^2 \quad 0 < p < 0,225 \text{ GeV/c}$$

en nombre de nucléons par stéradian et GeV/c.

Reste la distribution $f_e(\vec{p})$ entre $0,225 \text{ GeV/c}$ et $0,306 \text{ GeV/c}$, c'est-à-dire celle des protons et neutrons situés sur des niveaux supérieurs à celui de FERMI, mais ne pouvant sortir du puits de potentiel nucléaire. Nous n'avons aucune indication quant à leur répartition ; nous ne pouvons même pas admettre celle de FERMI pour un noyau excité, puisque l'équilibre statistique n'est pas encore atteint. Tout ce que nous pouvons faire, c'est écrire :

$$\sum (E - E_f) = Q$$

$Q = 120 \text{ MeV}$, étant l'énergie moyenne d'excitation du noyau résiduel.

Nous choisissons arbitrairement une distribution exponentielle en énergie :

$$f_e(E) = A e^{-kE}$$

Nous écrivons que pour $p = 0,306 \text{ GeV/c}$, $f_e = f_c$ (continuité avec la cascade) et que

$$\int f_e(E) (E - E_f) dE = Q$$

Cela nous conduit à :

$$f_e(\vec{p}) = 17\,300 e^{-97,54 p^2} \quad 0,225 < p < 0,306$$

toujours en particules par GeV/c et par stéradian. Cela correspond à 8,5 nucléons en moyenne dans ce domaine.

Il est facile de voir que si l'énergie extérieure de ^3He est comprise entre 50 et 400 MeV, et si ΔP est de l'ordre de 0,2 GeV/c, cela impose que l'un des nucléons soit dans le domaine

$$0,31 < p < 0,665 \text{ GeV/c}$$

donc qu'il appartienne à la cascade.

Dans les calculs de Monte-Carlo, nous "tirerons" ce nucléon en premier lieu. Sa distribution sera donc :

$$f(\vec{p}_1) = f_c(\vec{p}_1)$$

Pour le 2ème, nous aurons :

$$f(\vec{p}_2) = f_n(\vec{p}_2) \quad \text{si} \quad p_2 < 0,225 \text{ GeV/c}$$

$$f(\vec{p}_2) = f_e(\vec{p}_2) \quad \text{si} \quad 0,225 < p_2 < 0,306 \text{ GeV/c}$$

$$f(\vec{p}_2) = 0,739 (0,616 + 0,225 \alpha) f_c(\vec{p}_2) \quad \text{si} \quad p_2 > 0,306 \text{ GeV/c}$$

Dans le dernier cas, le facteur 0,739 vient de ce que nous avons déjà tiré un nucléon de cascade (le N° 1) sur les 3,7 qui y figurent en moyenne. Il y a donc grossièrement réduction de la probabilité pour le 2ème d'un facteur 0,74.

Le terme $(0,616 + 0,225 \alpha)$ est introduit pour tenir compte de la distribution de l'angle α entre les plans de diffusion des particules 1 et 2. Nous avons vu en effet (2ème partie, chapitre V) que les petites valeurs de α sont défavorisées, à cause probablement des corrélations induites par la conservation de la quantité de mouvement.

Pour le 3ème nucléon :

$$f(\vec{p}_3) = f_n(\vec{p}_3) \quad \text{si} \quad p_3 < 0,225 \text{ GeV/c}$$

$$f(\vec{p}_3) = f_e(\vec{p}_3) \quad \text{si} \quad 0,225 < p_3 < 0,306 \text{ GeV/c}$$

dans le cas où la particule 1 n'a pas été tirée dans cette dernière zone, et

$$f(\vec{p}_3) = 0,88 f_e(\vec{p}_3)$$

dans le cas contraire, suivant le même raisonnement que précédemment (8,5 nucléons dans la zone "e" en moyenne).

Enfin :

$$f(\vec{p}_3) = 0,73 f_c(\vec{p}_3)(0,616 + 0,255 \alpha) \quad \text{si } p_3 > 0,306 \text{ GeV/c}$$

dans le cas où le N° 2 n'a pas été tiré dans la zone "c", et

$$f(\vec{p}_3) = 0,455(0,616 + 0,255 \alpha) f_c(\vec{p}_3)$$

autrement.

Nous prenons ainsi grossièrement en ligne de compte les corrélations entre nucléons, et nous réalisons une meilleure approximation qu'en faisant 3 tirages non corrélés d'après $f(\vec{p})$.

§ 3. Calculs de Monte-Carlo

Reconstitution d'un événement (formation d'un ^3He).

Nous tirons d'abord $\vec{p}_1$, $\cos \theta_1$ étant pris entre - 1 et + 1

et $0,310 < p_1 < 0,665 \text{ GeV/c}$.

Le coefficient de pondération correspondant sera :

$$a_1 = 4 \pi \times 0,355 f(\vec{p}_1)$$

$f_c(\vec{p}_1)$ étant exprimé en particules par GeV/c par stéradian.

Pour obtenir $\vec{p}_2$, nous tirons :

$$\delta \vec{p}_1 = \vec{p}_2 - \vec{p}_1$$

de façon équirépartie dans la sphère de rayon ΔP , donc de volume $4 \pi (\Delta P)^3 / 3$. Nous aurons :

$$a_2 = \frac{4}{3} \pi (\Delta P)^3 f'(\vec{p}_2) = \frac{4}{3} \pi (\Delta P)^3 \frac{f(\vec{p}_2)}{p_2^2}$$

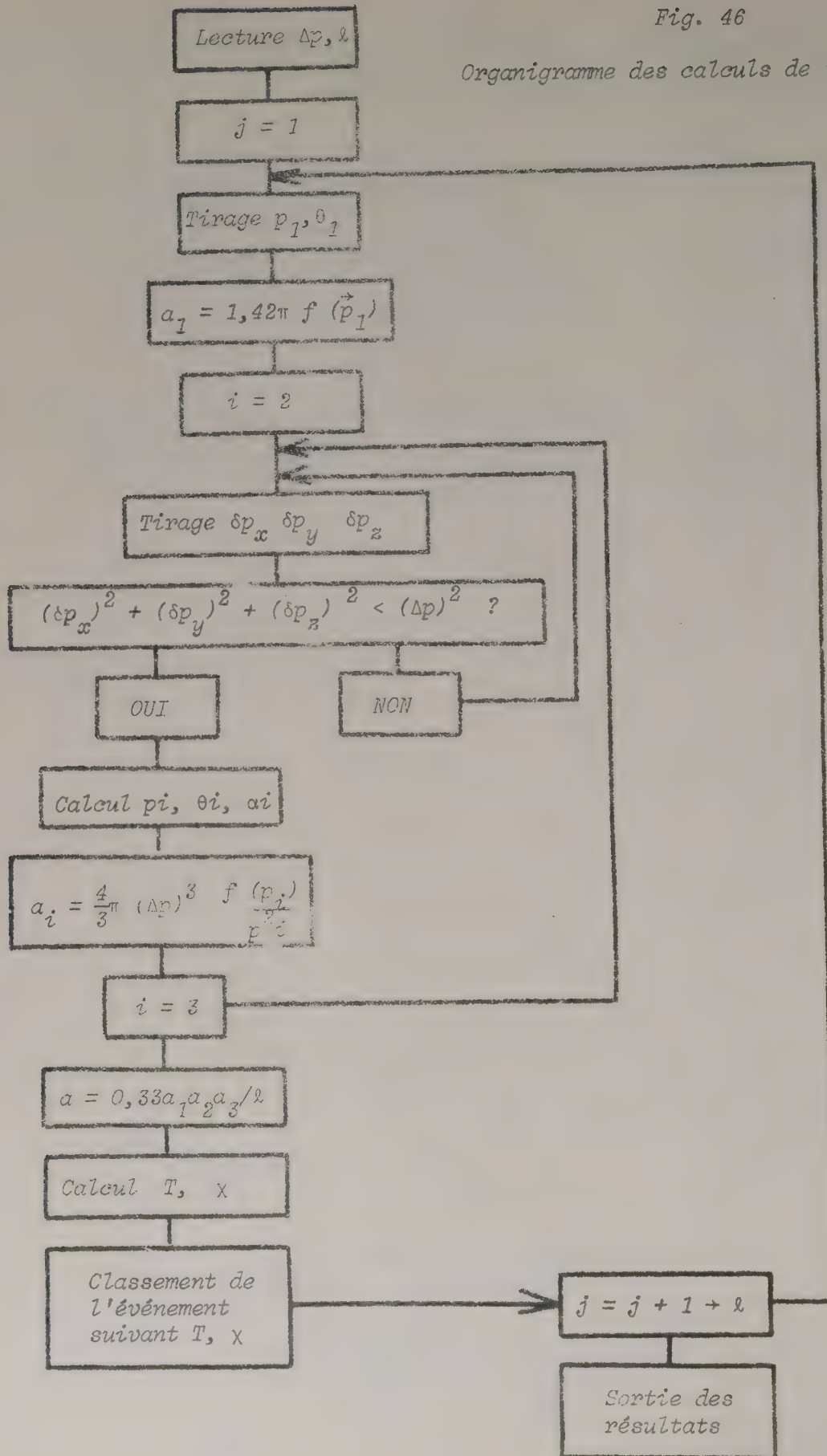
$f'(\vec{p}_2)$ étant exprimé en particules/(GeV/c)³.

De même :

$$a_3 = \frac{4}{3} \pi (\Delta P)^3 \frac{f(\vec{p}_3)}{p_3^2}$$

Fig. 46

Organigramme des calculs de "pick-up"



En tenant compte du nombre d'événements tirés, ℓ , ainsi que du facteur de charge $\Gamma(^3\text{He}) = 0,33$, nous aurons pour le coefficient de pondération de l'événement tout entier :

$$a = a_1 a_2 a_3 \frac{0,33}{\ell} = 0,832 \frac{\pi^3}{\ell} (\Delta P)^6 \frac{f(\vec{p}_1) f(\vec{p}_2) f(\vec{p}_3)}{p_2^2 p_3^2} \quad (27)$$

Connaissant $\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3$, on calcule facilement l'énergie totale du groupement hors du noyau :

$$T_n = (\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3)/6 m - 105 \text{ MeV} \quad (m : \text{masse du nucléon})$$

ainsi que son angle d'émission χ par rapport au primaire. Il n'y a plus qu'à classer les événements, comme lors des calculs précédents, en éliminant ceux qui ne sont pas dans le domaine intéressant.

Tirage de $\delta\vec{p}$

Nous avons dit qu'il était effectué de manière équirépartie dans le volume $4\pi(\Delta P)^3/3$. Pour cela, nous avons procédé de la façon suivante : tirages successifs et indépendants de $\delta p_x, \delta p_y, \delta p_z$ entre ΔP et $-\Delta P$. On obtient ainsi évidemment une équirépartition dans le cube de côté $2\Delta P$. Si

$$(\delta p_x)^2 + (\delta p_y)^2 + (\delta p_z)^2 < (\Delta P)^2$$

nous gardons le $\delta\vec{p}$ ainsi obtenu. Sinon, nous recommençons les 3 tirages, jusqu'à satisfaction de l'inégalité ci-dessus.

Les calculs ont été faits avec plusieurs valeurs de ΔP . Comme on pouvait s'y attendre d'après l'expression (27), la probabilité totale dépend très fortement du choix de ΔP . Les formes des distributions finales, par contre, y sont peu sensibles. Celles que nous donnons dans la conclusion, ont été calculées pour $\Delta P = 0,22 \text{ GeV/c}$.

La figure 46 donne la marche des calculs. Le traitement a été effectué sur la CDC 6600 du CERN.

CONCLUSION

CONCLUSION

Le résultat le plus net est la différence entre la section efficace calculée par éjection de sous-structures (2,3 mb) et celle observée expérimentalement (40 mb), d'autant plus que les bases du calcul sont assez sûres et sujettes à peu d'incertitude. La seule exception est le nombre de sous-structures dans le noyau ; mais la valeur que nous avons prise, $N = 11$, est sans doute une majoration, puisqu'elle conduit à supposer 45 % des nucléons ainsi groupés.

D'autre part, nous comparons, dans les Figures 47 et 48, les formes des distributions énergétiques et angulaires des hélions, calculées d'après le mécanisme d'éjection de sous-structures aux distributions expérimentales. Il y a un léger désaccord, plus marqué en ce qui concerne les distributions angulaires. Cela est toutefois bien moins concluant que la différence entre la section efficace expérimentale et la section efficace calculée.

L'éjection de sous-structures ne peut donc intervenir que pour une faible part dans la quantité d'hélions de haute énergie observés (contrairement à l'explication très satisfaisante de la partie du spectre des hélions d'interaction directe située en dessous de 50 MeV).

Pour le mécanisme de "pick-up", une comparaison théorie-expérience du taux de production est impossible, car celui-ci varie très rapidement avec le paramètre ΔP . Il existera toujours une valeur de ΔP physiquement acceptable (de l'ordre de 200 MeV/c) pour donner une valeur correcte du taux de production. Cela ne nous fournit d'argument ni pour, ni contre le modèle de "pick-up".

L'accord entre le spectre énergétique expérimental (Figure 49) et celui calculé d'après le "pick-up" est assez bon, surtout au-dessus de 130 MeV. Le désaccord observable vers les basses énergies peut être dû aux

Fig. 47

Distribution en énergie des hélions

Unités arbitraires

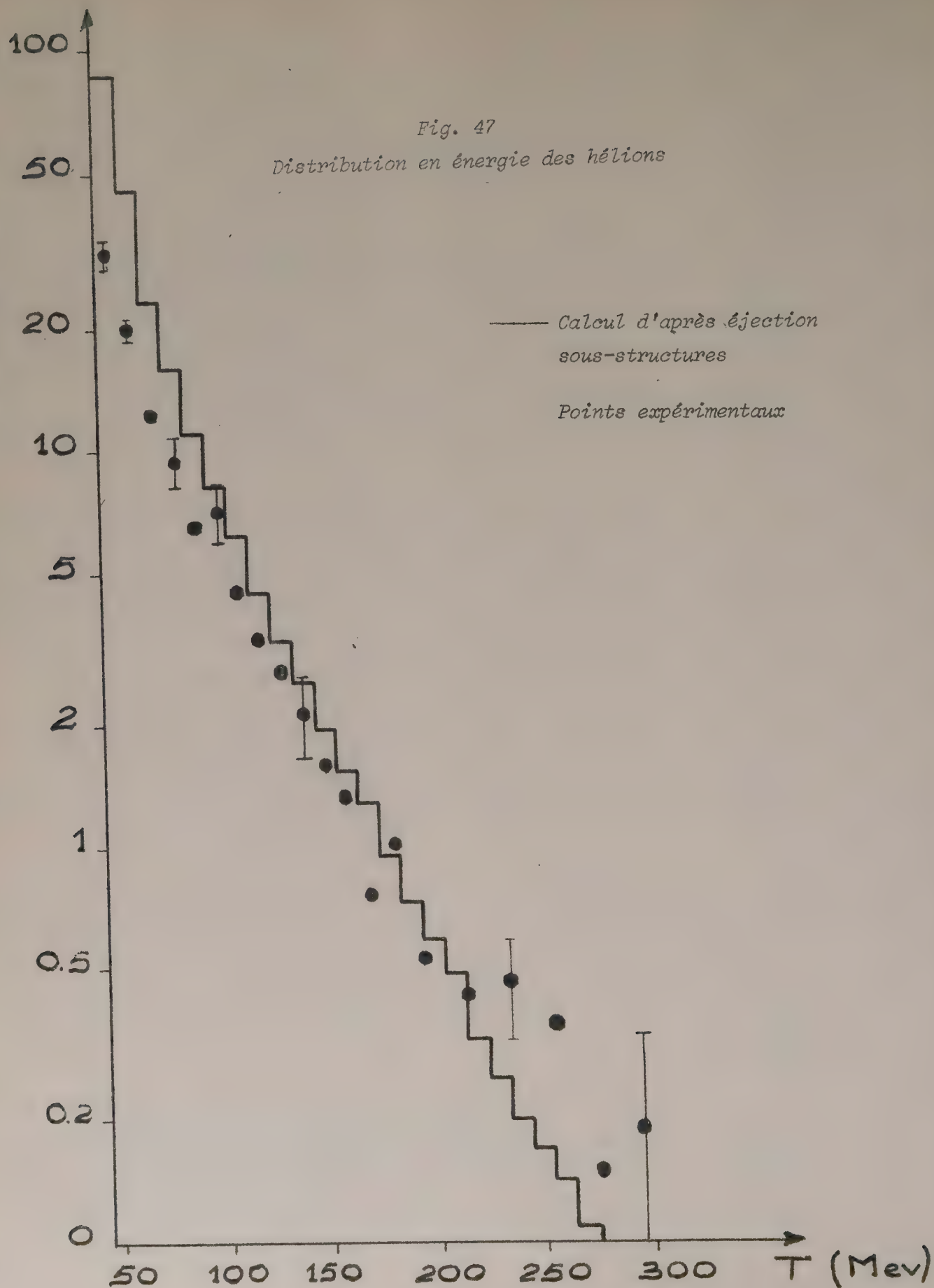


Fig. 48.

Distribution angulaire des hélions

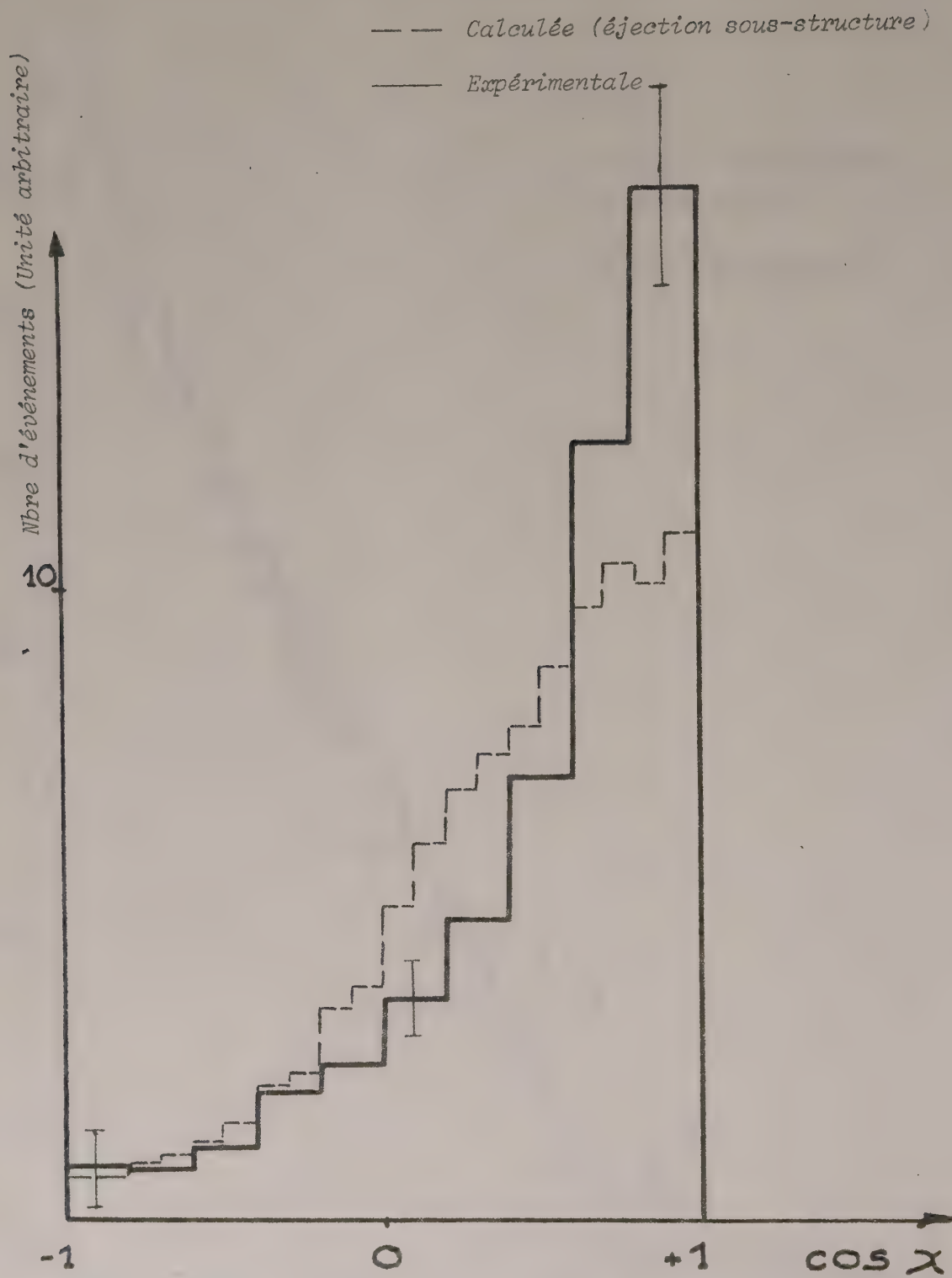


Fig. 49

Distribution en énergie des hélions

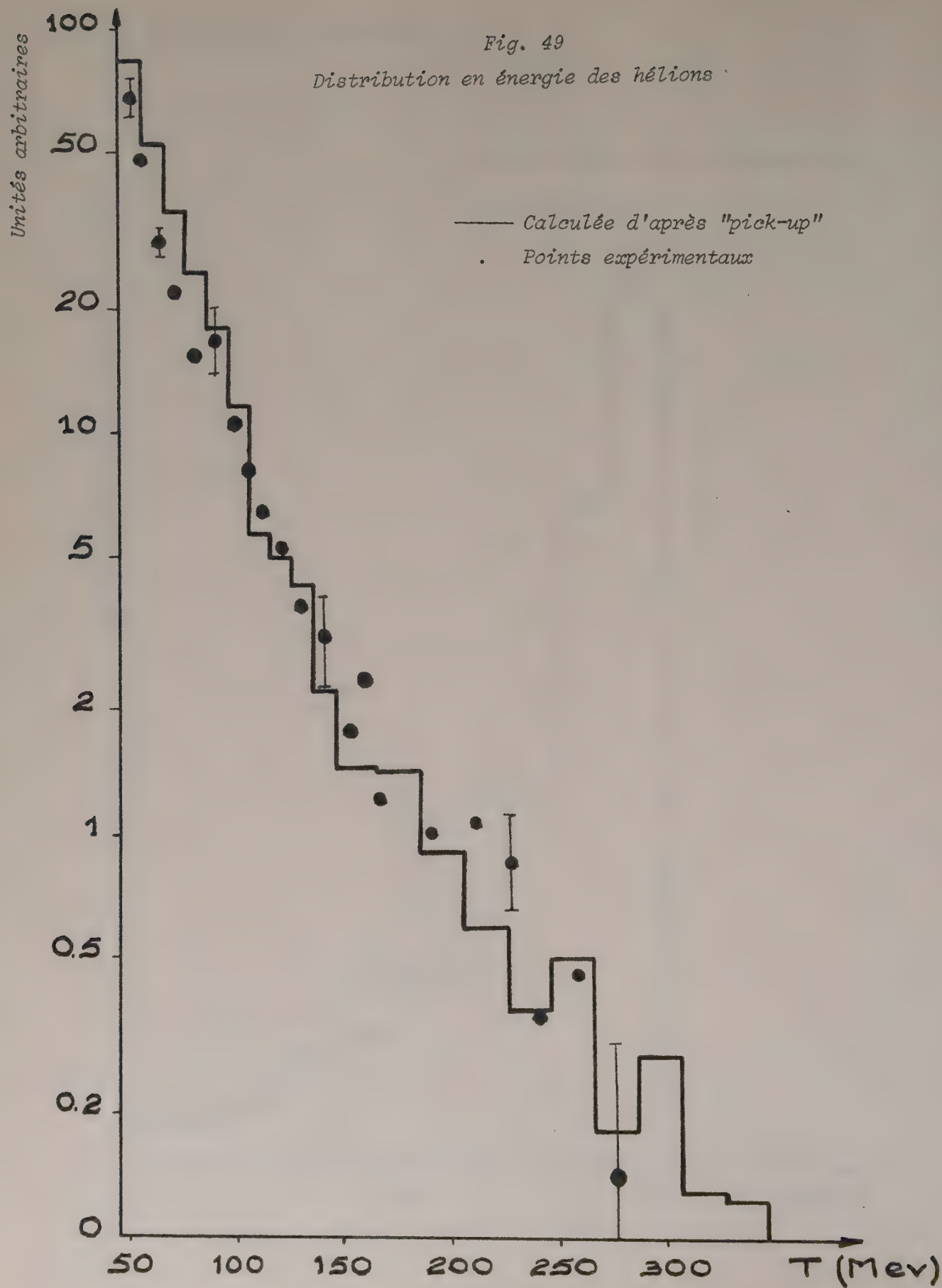


Fig. 50

Distribution angulaire des hélium
classe A (50-72 Mev)

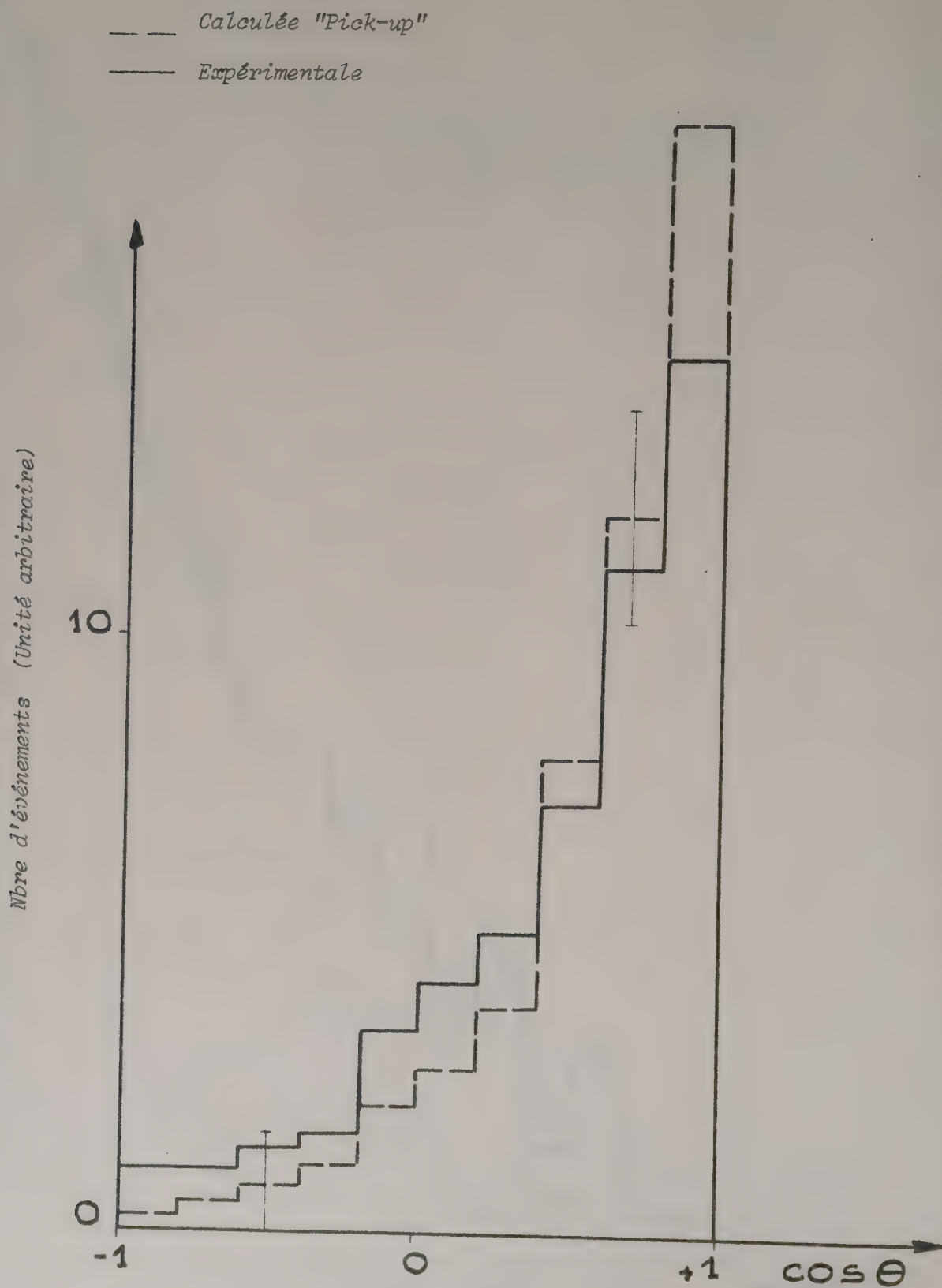


Fig. 51

Distribution angulaire des hélium
classe B (72-160 Mev)

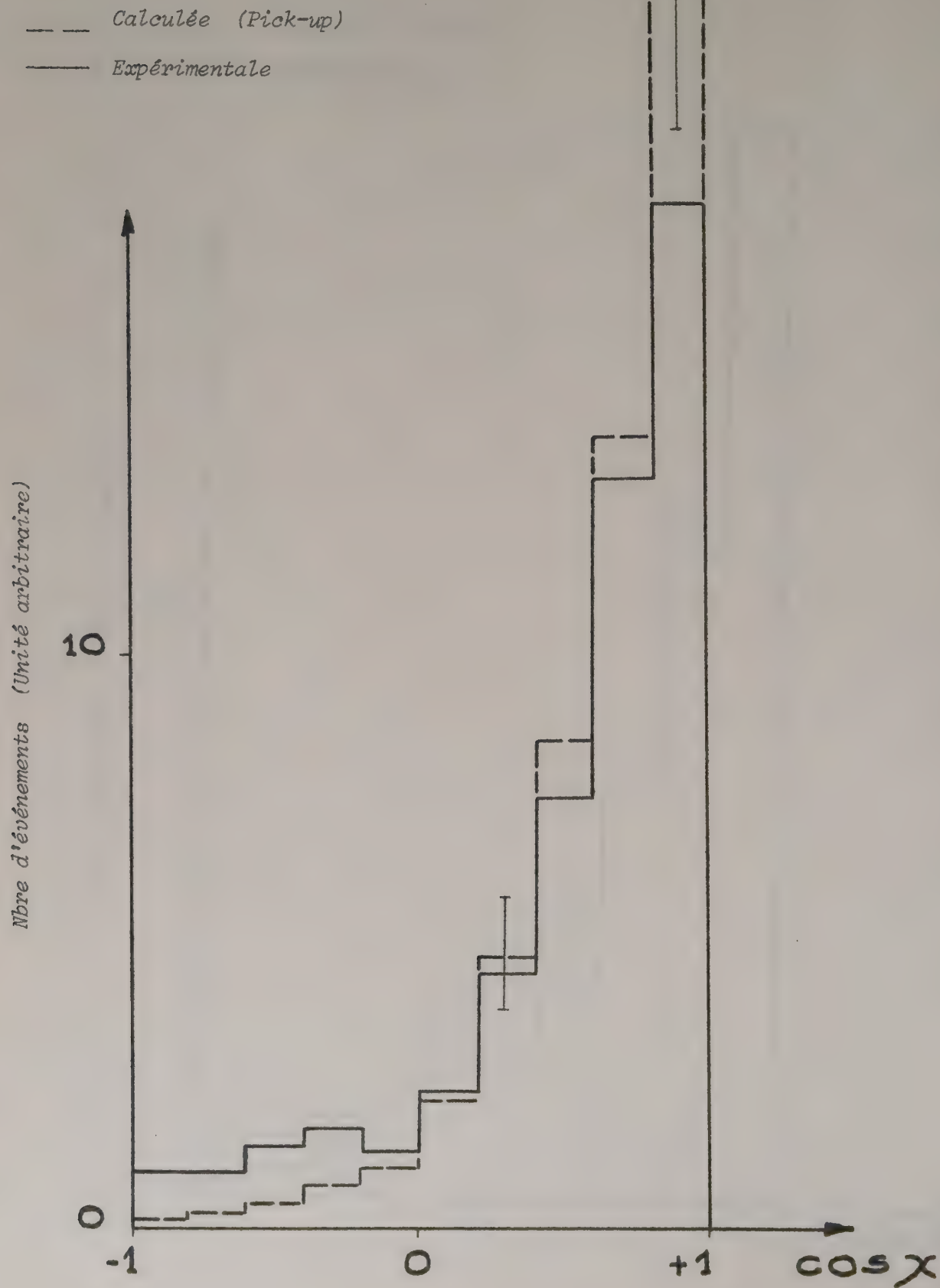


Fig.52

Distribution angulaire des hélium
classe C (au-dessus de 160 Mev)

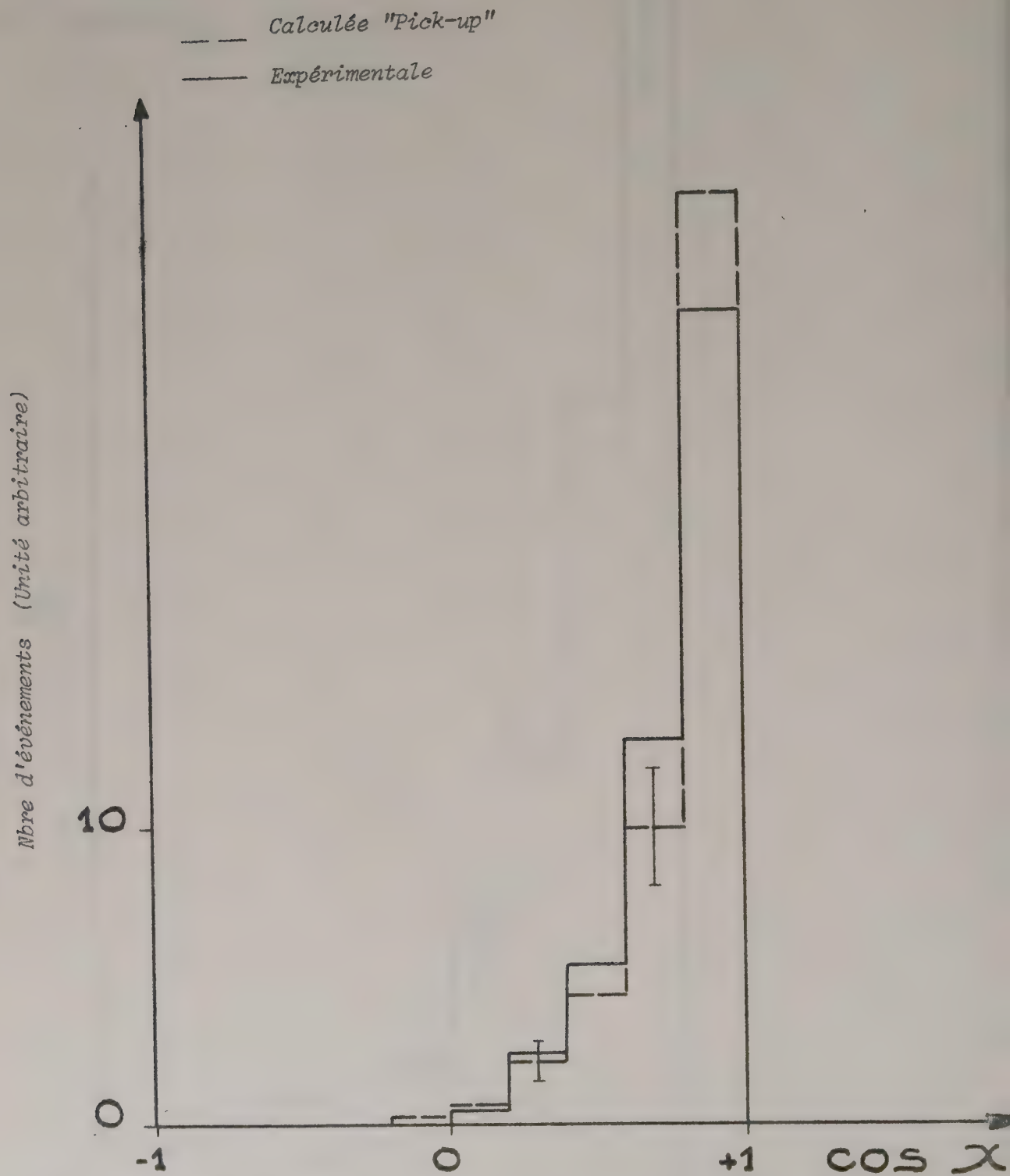
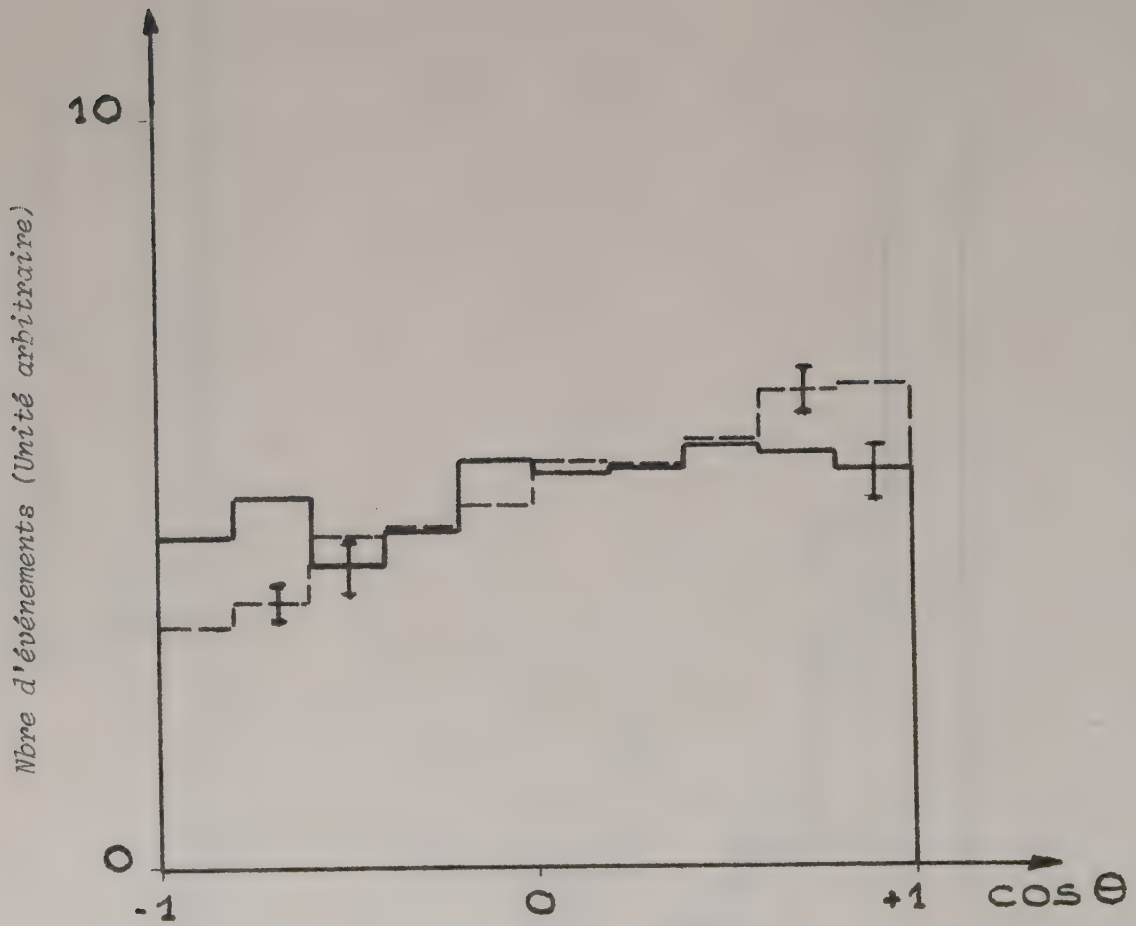


Fig. 53

Distribution angulaire des branches "noires"

— Etoiles (He)
- - Etoiles (T)



approximations faites sur les distributions des nucléons, en particulier sur la fonction $f_e(\vec{p})$; ces approximations pèsent lourdement sur le résultat, puisque ces distributions y apparaissent pratiquement à la puissance 3.

Les distributions angulaires dans les trois classes d'énergie de l'hélium (A, B, et C) montrent un accord qualitatif satisfaisant (Figures 50, 51, 52 où les histogrammes sont normalisés en surface). Il faut noter que les résultats expérimentaux de la Classe A correspondent à des noyaux ^3He dans le domaine d'énergie 44-72 MeV, tandis que les résultats théoriques qui leur sont comparés correspondent à 50-72 MeV : ce décalage peut expliquer l'anisotropie un petit peu plus grande de la distribution calculée.

D'autres faits peuvent appuyer qualitativement l'interprétation par "pick-up" :

1°- La distribution des branches "noires" des événements (He) est plus isotrope que celle des événements (T) (Figure 53). Cette différence peut être interprétée en supposant qu'une partie des particules de cascade de basses énergies a contribué à la formation de ^3He .

2°- Une interprétation analogue peut être proposée pour les branches "grises" des événements (He). Par rapport à la distribution angulaire correspondant aux événements (T), il manque d'autant plus de branches vers l'avant que la distribution des hélions est plus dirigée dans ce sens, (Figure 26) dans les trois classes A, B et C.

3°- Enfin, le nombre moyen de branches grises décroît avec l'énergie de l'hélium (Tableau, page 64). Cette variation pourrait s'expliquer de la manière suivante : la contribution des protons de plus de 30 MeV à la formation du noyau ^3He est d'autant plus importante que l'énergie de celui-ci est plus grande. Au-dessus de 180 MeV (classe C) seuls de tels protons peuvent participer à cette formation, la quantité de mouvement par rapport aux nucléons du noyau résiduel étant trop grande.

Remarque -

Dans la classe C, la formation de l'hélium par "pick-up" nécessiterait la contribution de 2 protons de plus de 30 MeV, qui apparaîtraient autrement sous forme de branches "grises" dans l'émulsion. La figure (26) nous indique que le nombre moyen $\overline{N}_g$ de branches "grises" dans les événements (T) où $\overline{N}_g$ est supérieur à 2 vaut :

$$\overline{N}_g = 2,32$$

Après l'agglomération des 2 protons avec un neutron, il ne doit donc rester que 0,5 branche "grise", compte tenu des pions. Or, nous avons expérimentalement $\overline{N}_g = 0,9$. On peut interpréter cet écart de la manière suivante ; d'après le "pick-up" : la formation des noyaux ^3He est d'autant plus facile que la cascade est plus développée, donc que les particules de cascade sont plus abondantes, et par suite plus proches en quantité de mouvement les unes des autres. Ceci expliquerait que les cascades importantes soient favorisées.

A notre énergie, cet effet ne serait pas encore très sensible, car un grand nombre de chocs dans la cascade entraîne un "étouffement" de celle-ci, et son énergie passe alors en excitation du noyau résiduel : le nombre de branches "grises" ne croît pas avec celui des branches "noires".

Ce n'est plus le cas à plusieurs GeV, et cela expliquerait la valeur de $\overline{N}_g + \overline{N}_n$ plus grandes dans les étoiles (He) que dans les étoiles (T) alors observée par plusieurs auteurs.

En conclusion, nous ne possédons pas d'argument décisif en faveur du "pick-up". Nous pouvons cependant constater que ce modèle donne une explication qualitativement satisfaisante des résultats expérimentaux.

Pour un calcul plus poussé, il faudrait prendre une approximation moins sommaire pour tenir compte de la forme de la fonction d'onde du noyau ^3He ; une meilleure connaissance des distributions concernant les nucléons de cascade serait aussi nécessaire.

Cependant, en dehors même de ces calculs, le modèle de "pick-up" prévoit les faits suivants :

- Prédominance des nuclides ^3He parmi les hélions de haute énergie ;
- Quasi-identité des distributions de ^3He et ^3H au-dessus de 50 MeV.

La vérification ou l'infirmité de ces prévisions fournirait un argument très important pour ou contre le "pick-up".

Une expérience, menée actuellement au Laboratoire de Physique Nucléaire de Clermont et au CERN, grâce à l'emploi d'émulsions nucléaires associées à un champ magnétique, permettra peut-être d'obtenir des renseignements à ce sujet, dans la mesure où seront résolus les problèmes d'identification isotopique.

APPENDICES

Appendice A

Nous nous proposons, dans cet appendice, de montrer que l'anisotropie constatée dans la distribution angulaire des branches "noires" (Fig. 24), c'est-à-dire des particules émises avec une énergie inférieure à 30 MeV, ne peut être entièrement expliquée par une émission isotrope dans le système du centre de masse. La démonstration que nous allons faire n'est cependant valable que pour les interactions dans les noyaux lourds de l'émulsion (Ag, Br).

Le nombre moyen de branches "noires" observées (soit 2,7) correspond grossièrement à une énergie moyenne d'excitation de 120 MeV pour le noyau résiduel (28,30), si nous admettons que toutes ces branches proviennent de l'évaporation. L'énergie incidente étant 570 MeV, les particules de cascade (traces "grises") emporteraient alors 450 MeV. Le nombre moyen de traces grises observé est 1,5. En multipliant par 2 pour tenir compte des neutres, nous trouvons 3 particules de cascade en moyenne. La valeur moyenne de la quantité de mouvement des particules de cascade est donc supérieure à 450 MeV/c.

La valeur moyenne de $\cos \theta$, θ étant l'angle entre la direction du nucléon de cascade et celle de la particule incidente est :

$$\langle \cos \theta \rangle = 0,6$$

d'après la Figure 28.

Il en résulte que la valeur moyenne de la projection de la quantité de mouvement totale de la cascade sur la direction incidente est supérieure à 800 MeV/c.

La quantité de mouvement du proton incident étant 1200 MeV/c, la valeur moyenne de la projection de la quantité de mouvement du noyau résiduel sur la direction incidente est inférieure à 400 MeV/c. La vitesse moyenne $\langle v \rangle$, (toujours dans la direction incidente), de ce noyau résiduel est donc inférieure à 0,005 c, en supposant qu'il soit constitué d'environ 80 nucléons.

Appelons $\langle v \rangle$ la vitesse moyenne des particules donnant les branches "noires" et supposons-les émises isotropiquement dans le centre de masse du noyau résiduel. Désignons par AV/AR le rapport du nombre de branches "noires" émises dans l'hémisphère "avant" au nombre de branches "noires" dans l'hémisphère "arrière", ceci dans le système du laboratoire. Nous avons :

$$AV/AR \approx 1 + 2 \frac{\langle V \rangle}{\langle v \rangle}$$

Expérimentalement, nous obtenons, d'après la figure 24

$$AV/AR = 1,4$$

donc $\langle v \rangle = 5 \langle V \rangle < 0,025 c$.

Soit une quantité de mouvement moyenne par nucléon d'évaporation inférieure à 25 MeV/c.

L'hypothèse de l'émission isotrope dans le centre de masse des particules donnant les branches "noires" conduit donc à des valeurs trop faibles de leur quantité de mouvement. Par suite, cette hypothèse ne peut expliquer l'anisotropie observée, et l'on peut penser qu'une partie notable de celle-ci est due aux branches "noires" provenant de la phase d'interaction directe.

Appendice B

Nous nous proposons ici de déterminer de façon empirique une expression analytique $f_c(\vec{p})$ rendant compte de la distribution différentielle des nucléons de cascade, en angle et en quantité de mouvement, dans le noyau. La profondeur du puits de potentiel est prise égale à 35 MeV.

Les seules données que nous possédons, pour atteindre ce but, sont :

- Le spectre total en quantité de mouvement, $f_c(p)$ (formule (17) 2ème partie), correspondant à une intégration sur tous les angles ;
- Le spectre total angulaire expérimental (intégration sur les énergies) ;
- Les 2 distributions angulaires, données par METROPOLIS, pour les domaines d'énergie suivants des nucléons de cascade : 30-90 MeV d'une part, et au-dessus de 90 MeV d'autre part.

Nous admettrons comme valable une fonction $f_c(\vec{p})$ rendant correctement compte de ces 4 distributions, et nous la calculons dans cette hypothèse.

Soit :

$$f_c(\vec{p}) = f_c(p) g(\theta, p)$$

la distribution de nucléons de cascade, en nombre de nucléons par événement par GeV/c et par stéradian. $g(\theta, p)$ comprend donc la partie angulaire. Comme nous devons avoir

$$2 \pi \int_0^\pi f_c(\vec{p}) \sin \theta d\theta = f_c(p)$$

Cela impose :

$$2 \pi \int g(\theta, p) \sin \theta d\theta = 1 \quad (28)$$

Il reste à choisir une expression convenable pour $g(\theta, p)$. Nous sommes partis de celle donnée par RANFT (117) pour les distributions à hautes énergies, qui est de la forme :

$$e^{-Cp^2\theta^2}$$

où C est une constante.

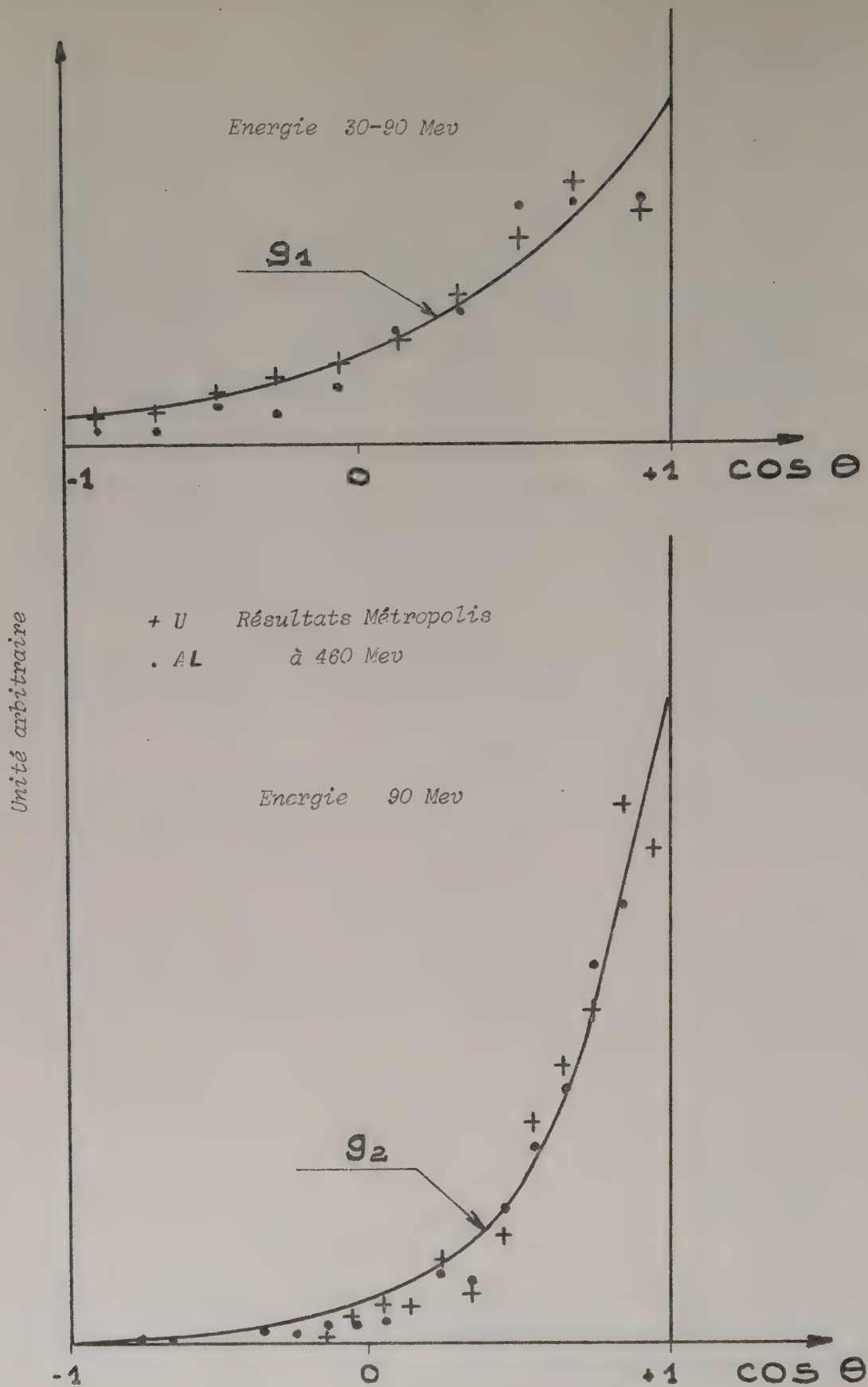


Fig.54

Comparaison de notre relation
empirique aux résultats expérimentaux

Cette formule est peu maniable analytiquement. Nous avons pris la forme voisine :

$$g(\theta, p) = A(p) e^{-C(p^2 + Q)(1 - \cos \theta)}$$

C et Q sont des paramètres ajustables. A(p) est déterminé par la condition (28) :

$$A(p) = \frac{C(p^2 + Q)}{2 \pi \{1 - e^{-2 C(p^2 + Q)}\}}$$

Nous avons ainsi une expression de $f_c(\vec{p})$. Nous pouvons en tirer les distributions angulaires correspondant aux domaines "30-90 MeV" et "plus de 90 MeV" (hors du noyau).

$$g_1(\theta) = 2 \pi \int_{E'=30\text{MeV}}^{E'=90\text{MeV}} f_c(\vec{p}) dp$$

$$g_2(\theta) = 2 \pi \int_{E'=90\text{MeV}}^{E'=570\text{MeV}} f_c(\vec{p}) dp$$

En comparant g_1 et g_2 aux données de METROPOLIS (Figure 54) on détermine le meilleur accord en faisant varier C et Q. Celui-ci est obtenu pour :

$$C = 6,2 \quad ; \quad Q = 0,045$$

Nous comparons également $g_1 + g_2$ avec notre distribution totale de nucléons de cascade (Figure 37, courbe $g_1 + g_2$). L'accord est assez grossier mais satisfaisant, les divergences étant de l'ordre des incertitudes expérimentales. Il est à noter que ce résultat a nécessité l'ajustement de deux paramètres seulement.

L'expression finale de $f_c(\vec{p})$ est :

$$f_c(\vec{p}) = 0,987(p^2 + 0,045) (23,3 e^{-3,38p^2} + 175 e^{-17,16p^2}) \frac{e^{-6,2(p^2 + 0,045)(1 - \cos \theta)}}{1 - e^{-12,4(p^2 + 0,045)}}$$

en nucléons, par événement, par GeV/c, par stéradian, à l'intérieur du noyau.

BIBLIOGRAPHIE

1. S.D.C. SORENSEN : Phil. Mag. 42 , 188 (1951)
2. P.H. FOWLER : Phil. Mag. 41, 169 (1950)
3. C. DAHANAYAKE, P.E. FRANCOIS, Y. FUJIMOTO, P. IREDALE, C.J. WADDINGTON and M. YASIN : Nuovo Cim. 1, 88 (1955)
4. P.H. FOWLER and D.H. PERKINS : Pisa Conference (1955)
5. W.N. HESS, B.J. MOYER : Phys. Rev. 101, 337 (1956)
7. V.I. OSTROUMOV, N.A. PERFILOV, R.A. FILOV : Sov. Phys. J.E.T.P., 9 254 (1959)
8. V.I. OSTROUMOV, R.A. FILOV : J.E.T.P. 10, 459 (1960)
9. V.I. OSTROUMOV, N.A. PERFILOV, R.A. FILOV : J.E.T.P. 12, 77 (1961)
10. J. GENIN, P. RADVANYI, I. BRISSAUD et C. DETRAZ : J. Phys. Rad. 22 615 (1961)
11. L. GILLY, B. LEONTIC, A. LUNDBY, R. MEUNIER, J.P. SROOT, M. SZEPTYCKA : Roch. Conf. 808 (1960)
12. V.T. COCCONI, T. FAZZINI, G. FIDECARO, M. LEGROS, N.H. LIPMAN, A.W. MERRISON : Phys. Rev. Lett. 5, 19 (1960)
13. G. VON DARDEL, R. MERMOD, G. WEBER, K. WINTER : Roch. Conf. 837 (1960)
14. Zh. S. TAKIBAEV, E.V. SHALAGINA, G.R. TSADIKOVA : Sov. Phys. Doklady 6 , 1094 (1961)
15. E. BALEA, E.M. FRIEDLANDER, C. POTOCEANU, M. SAHINI : Nuovo Cim. 25 214-17 (1962)
16. V.L. FITCH, S.L. MEYER, P. A. PIROUE : Phys. Rev. 126, 1849 (1962)
17. I.F. TURKOT, G.B. COLLINS, T. FUJI : Phys. Rev. Lett. 11, 474-76 (1963)
18. A. SCHWARZSCHILD, C. ZUPANCIC : Phys. Rev. 129, 854-62 (1963)
19. U. AMALDI, T. FAZZINI, G. FIDECARRO, G. GHESQUIERE, M. LEGROS, H. STEINER : Nuovo Cimento 29, 476 (1963)
20. M. YASIN : Nuvo Cim. 28, 935 (1963)
21. B. TINLAND, F. BARTHOLIN, A. BURDET : J. Phys. 24, 604 (1963)
22. Zh. S. TAKIBAEV, G. TLEUBERGENOVA, E.V. SHALAGINA : Sov. Phys. Doklady, 156, 785 (1964)
23. T. SANIEWSKA, E. SKRZYPCZAK, P. ZIELINSKI : Nucl. Phys. 70, 567 (1965)
24. Zh. S. TAKIBAEV, E.V. SHALAGINA, D.S. AMANKULOVA, N.S. TITOVA, G.R. SHTERN : Yadr. Phys. Fiz. S.S.S.R. 5, 849 (1966)
25. R. SERBER : Phys. Rev. 72, 1114 (1947)

26. M.L. GOLDBERGER : Phys. rev. 74, 1269 (1948)
27. V. WEISSKOPF : Phys. Rev. 52, 295 (1937)
28. K.J. LE COUTEUR : Proc. Phys. Soc. A 63, 259 (1950)
29. K.J. LE COUTEUR : Proc. Phys. Soc. A 63, 498 (1950)
30. R. HAGEDORN et J. MACKE : Kosmische Strahlung 201 (1953)
31. J. COMBE : J. Phys. Rad. 16, 445 (1955)
32. J.COMBE : Nuovo Cim. Suppl. 10, 182 (1956)
33. G. BERNARDINI, E.T. BOOTH et S. LINDENBAUM : Phys. Rev. 88, 1017 (1952)
34. B.A. NIKOL'SKIJ, L.P. KUDRIN, ALI-ZADE : J. Exptl. Theor. Phys. U.S.S.R. 32, 48, (1957)
35. N. METROPOLIS, R. BIVINS, M. STORM, A. TURKEVITCH, J.M. MILLER, G. FRIELANDER : Phys. Rev. 110, 204 (1958)
36. M.M. MAKAROV : Soviet. Phys.J.E.T.P. 17, 653 (1963)
37. H.W. BERTINI : Phys. Rev. 131, 181 (1963)
38. F.P.DENISOV, R.A. LATIPOVA, V.P. MILOVANOV, P.A. CERENKOV : Sov. phys. 1, 234 (1965)
39. I. DOSTROVSKY, P. RABINOWITCH, R. BIVINS : Phys. Rev. 111, 1659 (1958)
40. N.T. PORILE : Phys. Rev. 135, B 371 (1964)
41. R. HOFSTADTER : Rev. Mod. Phys. 28, 214 (1956)
42. C.F. CHEW, M.L. GOLDBERGER : Phys. Rev. 77, 470 (1950)
43. L.I.SCHIFF : Quantum Mechanics; Mc Graw-Hill Book Company, Inc 131 (1955)
44. J. HEIDMANN : Phys. Rev. 80, 171 (1950)
45. J. HADLEY et H. YORK : Phys. Rev. 80, 345 (1950)
46. L.S. AZHGIREI, I.K. VZOROV, V.P. KRELOV, M. G. MESCHERYAKOV, B.S. NEGANOVA, A.F. SHABUDIN : J.E.T.P. 6, 995 (1958)
48. P. RADVANYI, J. GENIN : J. Phys. Rad.21, 322 (1960)
49. B.H. BRANDEN : Proc. Phys. Soc. 65, 738 (1952)
50. W.D. LOCK, P.V. MARCH, R. Mc KEAGUE : Proc. Phys. Soc. A 231, 368 (1955)
51. R. Mc KEAGUE : Proc. Roy. Soc. A 236, 106 (1956)
52. G. PHILBERT : Comptes Rendus 243, 141 (1956)
53. J.M. MILLER and J. HUDIS : Ann. Rev. Nucl. Sci. U.S.A. 9, 159 (1959)
54. P. EGLI, D. GALLIKER, E. HUGENTOBLE, B. HAHN, Helv. Phys. Acta. 10, 538 (1967)
55. R. HAGEDORN : Phys. Rev. Lett. 5, 276 (1960)
56. R. HAGEDORN : Nuovo Cim. 25, 1017 (1962)
57. J. CHAOU, G. RUSSO, F. SELLERI : Phys. Rev. Lett. 11, 506 (1963)
58. S.T. BUTLER, C.A. PEARSON : Rutherford Conf. Manchester, 173 (1961)

59. S.T. BUTLER, C.A. PEARSON : Phys. Rev.Lett 7, 69 (1961)
60. S.T. BUTLER, C.A. PEARSON : Phys. Lett. 1, 77 (1962)
61. S.T. BUTLER, C.A. PEARSON : Phys. Rev. 129, 836 (1963)
62. S.T. BUTLER, C.A. PEARSON : Phys. Lett 9, 330 (1964)
64. N.KURTZ : Thèse, Strasbourg (1965)
65. N. KURZT : Nuovo Cim. 38, 141 (1965)
66. C. ZUPANCIC : Phys. Lett. 4, 182 (1963)
67. L.I. SCHIFF : Quantum Mechanics Mc Grow-Hill Book Company, Inc 213 (1955)
68. M. YASIN : Nuovo Cimento 34, 1145 (1964)
69. P. CUER, J. COMBE, A. SAMMAN : Comptes Rendus, 240, 75 (1955)
70. P. CUER, J. COMBE, A. SAMMAN : Comptes Rendus, 240, 1527 (1955)
71. A. SAMMAN : Comptes Rendus, 242, 2232 (1956)
72. J. COMBE : Ann. Phys. Fr. 13, 468 (1956)
73. A. SAMMAN : J. Phys. Rad. 18, 577 (1957)
74. A. SAMMAN, P. CUER : J. Phys. Rad. 19, 13 (1958)
75. A. SAMMAN, Thèse, Strasbourg (1958)
76. E. ABATE, G. BELLINI, E. FIORINI, S. RATTI : Nuovo Cim. 22, 1206 (1961)
77. C. RUHLA, M. RIOU, M. GUSAKOW, J.C. JACMART, M. LIU, L. VALENTIN : Phys. Lett. 6, 282 (1963)
78. A.H. JAMES, H.G. PUGH : Nucl. Phys. 42, 441 (1963)
79. T. YUASA : Phys. Lett. 8, 318 (1964)
80. A.P. ZHDANOV, V.N. KUZMIN, R.M. YAKOLEV : Sov. J. Nucl. Phys. 1, 447 (1965)
81. H. GAUVIN, R. CHASTEL : Preprint Journal de Physique (1966)
82. J.A. WHEELER, Phys. Rev. 52, 1083 (1937)
83. A. HERZENBERG, Thèse, Manchester, (1952)
84. A. HERZENBERG, Nucl. Phys. 3, (1957)
85. D.I. BLOKHINTSEV : J.E.T.P. 6, 995 (1958)
86. K. HARADA : Prog. Th. Phys. Jap. 26, 667 (1961)
87. K. HARADA : Prog. Th. Phys. Jap. 27, 430 (1962)
88. K. HARADA, R. TAMAGAKI, H. TANAKA : Prog. Th. Phys. Jap. 29, 933 (1964)
89. Y. SAKAMOTO : Nuovo Cim. 30, 1073 (1963)
90. Y. SAKAMOTO : Nuovo Cim. 33, 566 (1965)
91. Y. SAKAMOTO : Nucl. Phys. 66, 531 (1965)
92. S. OKAI, S.C. PARK : Phys. Rev. 145, 787 (1966)
93. P.E. HODGSON : Nucl. Phys. 8, 1 (1958)

94. T.J. GOODING, G. IGO : Phys. Rev. Lett. 7, 28 (1961)
95. K. WILKINSON : Conf. Manchester 339 (1961)
96. H. GAUVIN, M. LEFORT, X. TARRAGO : J. Phys. 24, 665 (1963)
97. G. IGO, L.F. HANSEN, T.J. GOODING : Phys. Rev. 131, 337 (1963)
98. M. LEFORT, X. TARRAGO : Nucl. Phys. 46, 161 (1963)
99. M. LEFORT : Ann. Phys. 9, 249 (1964)
100. H. DUBOST, M. LEFORT, X. TARRAGO : Phys. Rev. 136 (1964)
101. J.P. COHEN, G. ALBOUY, M. GUSAKOW, L. VALENTIN : Phys. Lett. 15, 255 (1965)
102. J.P. COHEN : Nucl. Phys. 84, 316 (1966)
103. M. LEFORT, J.P. COHEN, H. DUBOST, X. TARRAGO, Phys. Rev. 139, B 1500 (1965)
104. M. AVAN, J. FAIN, L. HUGON, P.Y. BERTIN : Comptes Rendus 252, 1138 (1961)
105. L. AVAN, M. AVAN, J. FAIN et P.Y. BERTIN : Conf. Aix en Provence 307 (1962)
106. F.F. CHEN, C.P. LEAVITT et A.M. SHAPIRO : Phys. Rev. 99, 857 (1955)
107. C.F. POWELL, P.H. FOWLER and D.H. PERKINS ; The study of elementary particles by the photographic method, Pergamon Press (1959)
108. W.H. BARKAS : Nuclear Research emulsions, Academic Press, N.Y. (1963)
109. P. DEMERS : Ionographie des émulsions nucléaires, Presses Universitaires de Montréal (1958)
110. J. B. HARDING, S. LATTIMORE and D.H. PERKINS : Proc. R y Soc. A, 196 325 (1949)
111. P.E. HODGSON : Phil. Mag. 43, 934 (1952)
112. G. PHILBERT : Comptes Rendus 241, 875 (1955)
113. G. PHILBERT : Comptes Rendus 243, 141 (1956)
114. E.W. BAKER, S. KATCOFF : Phys. Rev. 117, 1352 (1960)
115. R. MENON, H. MUIRHEAD and O. ROCHAT : Phil. Mag. 41 583 (1950)
116. C.F. LEES, G.C. MORRISON, H. MUIRHERD, W.G.V. ROSSER : Phil. Mag. 44 304 (1953)
117. J. RANFT : Rapport interne CERN MPS , 66-4 (1966)
118. H. DUBOST, B. GATTY, M. LEFORT, J. PETER, X. TARRAGO, J. Phys. 28 257 (1967)
119. A.M. CORMACK, J. N. ALMIERI, N.F. RAMSEY et R. WILSON Phys. Rev. 115, 599 (1959)
120. W. SELOVE et E.J. TEEM : Phys. Rev. 112, 1658 (1958)
121. B. COCK : Phys. Rev. 89, 79 (1953)
122. KOSODAEV, KULYUKIN et al... J. Eksp. theor. phys. 38, 708 (1960)
123. M.K. BRUSSEL et J.H. WILLIAMS : Phys. Rev. 106, 286 (1957)

- 124. A.F. WICKERSHAM : Phys. Rev. 107, 1050 (1957)
- 125. P.E. TANNENWALD : Phys. Rev. 89, 508 (1953)
- 126. M. ARNOLD, P.E. HODGSON, D.F. SHAW, D.M. SKYRME : Nucl. Phys. 19
500 (1960)
- 127. H. GAUVIN, M. LEFORT, X. TARRAGO : Communication interne, Orsay (1963)
- 128. J. FAIN, J.P. COSTILHES et J. JOUSSET : Comptes Rendus 263, 1258 (1966)
- 129. K. WILDERMUTH, T.H. KANELLOPOULOS, CERN (1959)
- 130. R.K. SHELINE, K. WILDERMUTH : Nucl. Phys. 21, 196 (1960)
- 131. Y.C. TANG, K. WILDERMUTH : Nucl. Phys. 32, 504 (1962)
- 132. J. ALTABER, Thèse 3ème Cycle, Clermont (1967)

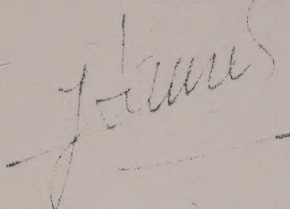
DEUXIEME THESE

"Le Neutrino"

VU ET PERMIS D'IMPRIMER
(Décret n° 67-750 du 29 Août 1967)

Clermont-Fd, le 13 Février 1968

Le Doyen,



J. SAUREL

